



СЕМЧЕНКО Игорь Валентинович

Окончил физический факультет Гомельского государственного университета с отличием (1981, специальность «физика»).

Диссертация кандидата физико-математических наук «Распространение и взаимодействие электромагнитных волн в средах со спиральной структурой» защищена в Институте физики АН БССР, г. Минск (1984, оптика); диссертация доктора физико-математических наук «Электромагнитные и акустические волны в гиротропных средах с периодической структурой» – в Институте физики АН Беларуси, г. Минск (1997, оптика). Профессор (1999, физика).

После окончания аспирантуры работает в Гомельском государственном университете: с 1984 г. – ассистентом, с 1985 г. – доцентом кафедры общей физики, с 1989 по 1997 г. – деканом физического факультета, с 1997 по 2004 г. – заведующим кафедрой общей физики, с 2004 г. – проректором по учебной работе и с 1999 г. преподает как профессор кафедры общей физики.



ХАХОМОВ Сергей Анатольевич

Окончил физический факультет Гомельского государственного университета с отличием (1991, специальность «физика»).

Диссертация кандидата физико-математических наук «Распространение акустических волн в кристаллах в присутствии вращающегося электрического поля» защищена в Белорусском государственном университете, г. Минск (1997, физика твердого тела); диссертация доктора физико-математических наук «Волновые процессы в метаматериалах и спирально-структурированных системах» – в Институте физики НАН Беларуси, г. Минск (2017, оптика). Доцент (2000, физика).

После окончания аспирантуры работает в Гомельском государственном университете: с 1995 г. – ассистентом, с 1997 г. – старшим преподавателем, с 1998 г. – доцентом кафедры общей физики, с 2003 по 2009 г. – заведующим кафедрой оптики, с 2009 по 2010 г. – деканом физического факультета, с 2010 по 2014 г. – проректором по учебной работе, с 2014 по 2016 г. – первым проректором, с июня 2016 г. – ректором университета и с мая 2018 г. преподает как профессор кафедры оптики.

Книга адресована научным и инженерным работникам в области оптики, радиофизики, биофизики, физики конденсированных сред, электроники, а также студентам старших курсов, магистрантам и аспирантам физических специальностей университетов.

ISBN 978-985-08-2522-3



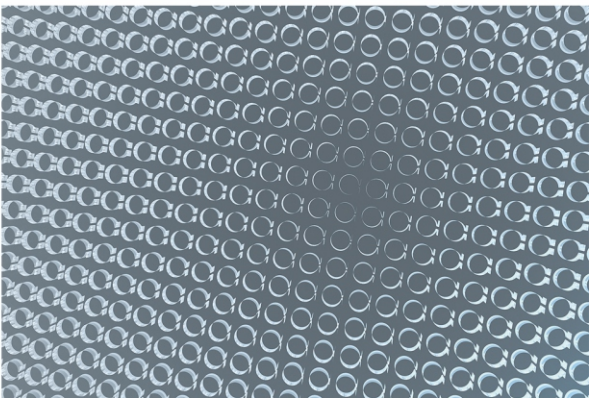
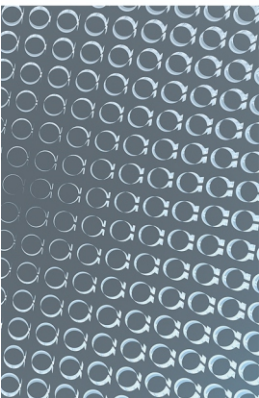
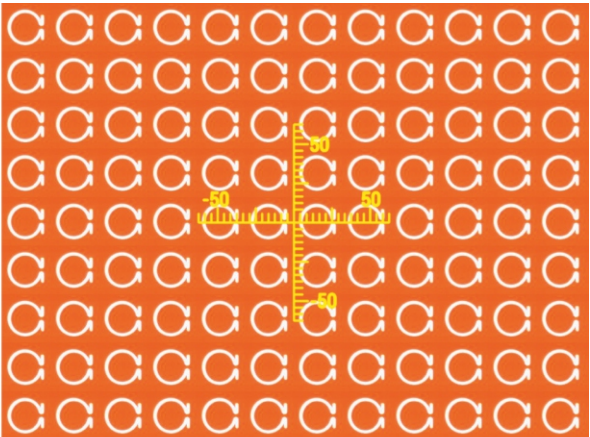
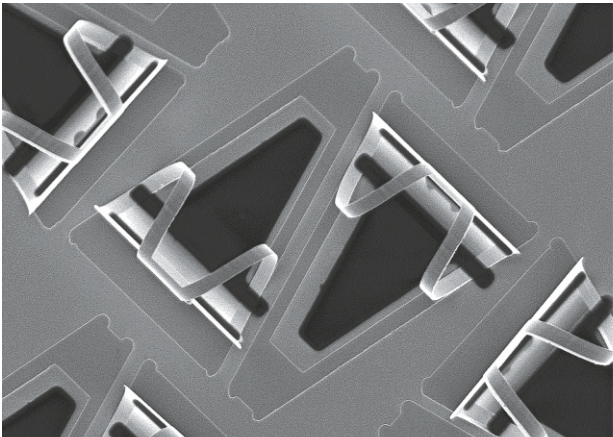
9 789850 825223

И. В. Семченко,
С. А. Хахомов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ
В МЕТАМАТЕРИАЛАХ
И СПИРАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

И. В. Семченко, С. А. Хахомов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ
В МЕТАМАТЕРИАЛАХ
И СПИРАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ



ГОМЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ ФРАНЦИСКА СКОРИНЫ

И. В. Семченко, С. А. Хахомов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В МЕТАМАТЕРИАЛАХ И СПИРАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

Минск
«Беларуская навука»
2019

Семченко, И. В. Электромагнитные волны в метаматериалах и спиральных структурах / И. В. Семченко, С. А. Хахомов ; Гомельский гос. ун-т им. Ф. Скорины. – Минск : Беларуская навука, 2019. – 279, [1] с. – ISBN 978-985-08-2522-3.

Монография посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию свойств метаматериалов, метаповерхностей и спирально-структурированных систем, выявлению для них условий преобразования поляризации электромагнитных волн, подавления отраженной волны при поглощении прошедшей волны, а также обоснованию возможностей практического применения физических свойств и явлений, характерных для указанного класса сред. В книге осуществлен аналитический расчет характеристик электромагнитного поля на основе теории дипольного излучения электромагнитных волн, энергетического подхода, а также спиральной модели молекул кирального вещества; при проведении моделирования использован метод конечных элементов; для экспериментальных исследований применены классические методики определения поляризации электромагнитной волны, а также использованы современные безэховые камеры с поглощающим материалом пирамидального типа. Разработаны теоретические подходы к проектированию метаматериалов и спирально-структурированных систем на основе спиральных элементов с оптимальными параметрами, преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, обеспечивающих трансформацию линейно поляризованной волны в циркулярно поляризованную. Проведены проектирование и исследование планарных массивов омега-элементов из алюминия и молибдена, или метаповерхностей, на кремниевой подложке, изготовленных в ОАО «ИНТЕГРАЛ» (Минск). Выполнен предварительный расчет наноэлементов, а затем исследованы образцы изготовленных в Институте физики полупроводников имени А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН методом наноструктурирования (Принц-технология) спирально структурированных метаматериалов с параметрами, оптимальными для работы в терагерцовом диапазоне. Данный метод формирования трехмерных микро- и наноструктур состоит в отделении напряженной полупроводниковой плёнки от подложки и последующем сворачивании ее в пространственный объект. Разработанный и созданный метаматериал обладает в терагерцовом диапазоне волновым сопротивлением, близким к импедансу свободного пространства, и при этом демонстрирует сильное поглощение прошедшей волны. Проведены моделирование и экспериментальное подтверждение полученных результатов в Институте физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси.

Результаты работы могут быть использованы при расчетах и создании слабо отражающих поглощающих экранов на основе спирально-структурированных метаматериалов, при создании частотных и поляризационно-селективных фильтров и преобразователей поляризации в сверхвысокочастотном, терагерцовом и дальнем инфракрасном диапазонах.

Книга рассчитана на научных и инженерных работников в области оптики, радиофизики, биофизики, физики конденсированного состояния, электроники, а также на студентов старших курсов, магистрантов и аспирантов физических специальностей.

Табл. 5. Ил. 158. Библиогр.: 303 назв.

Рецензенты:

член-корреспондент НАН Беларуси, доктор физико-математических наук *В. Н. Белый*,
член-корреспондент НАН Беларуси, доктор физико-математических наук *А. Н. Сердюков*

ISBN 978-985-08-2522-3

© Семченко И. В., Хахомов С. А., 2019
© Оформление. РУП «Издательский дом
«Беларуская навука», 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	7
Принятые сокращения и условные обозначения	14
Введение	15
Глава 1. Аналитический обзор литературы	24
1.1. Киральность	24
1.2. Метаматериалы на основе спиральных элементов и их практическое применение	29
1.2.1. Использование спиральных элементов при конструировании сред с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей	29
1.2.2. Использование спиральных элементов для маскировки объектов в результате волнового обтекания	32
1.2.3. Метаматериалы на основе элементов спиральной формы и их практические приложения	36
1.2.3.1. Метаматериалы спиральной формы	37
1.2.3.2. Молекулы спиральной формы	38
1.3. Методы изготовления метаматериалов	40
1.3.1. Нанотехнологии на основе ДНК	40
1.3.2. Методы создания искусственных киральных материалов и метаматериалов	43
1.4. Методы изготовления фотонных кристаллов и модификации их свойств	51
1.5. Оптические 2D- и 3D-метаматериалы	54
1.6. Обоснование выбора объекта исследования	57
Глава 2. Этапы, методы и условия экспериментальных исследований	60
2.1. Этапы и методы исследований	60
2.2. Методика изготовления двумерных периодических массивов на основе спиральных элементов для сверхвысокочастотного диапазона волн	61
2.3. Методика изготовления экспериментальных образцов с использованием магнетронного распыления	63
2.4. Методика изготовления экспериментальных образцов на основе спиральных элементов для исследований в терагерцовом диапазоне волн	67
2.4.1. Методика изготовления вмещающих сред как основы комплексных материалов, содержащих металлические включения спиральной формы	73
2.5. Используемое оборудование	77
2.5.1. Безэховая камера	77
2.5.2. Радиопоглощающие материалы	79
2.5.3. Экспериментальное оборудование	82
2.5.3.1. Приемник измерительный П5-5Б	82

2.5.3.2. Генератор сигналов высокочастотный Г4-80	83
2.5.3.3. Рупорная антенна П6-23А	83
2.5.3.4. Измерение поляризационной характеристики электромагнитной волны, рассеянной на двумерном массиве	84
2.5.3.5. Экспериментальные комплексы	86
2.6. Общая методика теоретических исследований	96
2.7. Методика статистической обработки результатов исследований	96
Глава 3. Искусственные спирально-структурированные системы из элементов с оптимальными параметрами для сверхвысокочастотного диапазона	98
3.1. Преобразование поляризации электромагнитных волн посредством спиральных излучателей	98
3.1.1. Расчет электрического дипольного и магнитного моментов, возникающих в спирали под действием падающей волны	99
3.1.2. Вычисление параметров спирали, необходимых для пассивного излучения циркулярно поляризованной волны в условиях резонанса. Учет числа витков спирали	102
3.1.3. Экспериментальное исследование электромагнитного излучения, отраженного двумерной киральной структурой	106
3.2. Оптимальная форма спирали: одинаково высокая значимость диэлектрических, магнитных и киральных свойств	107
3.3. Моделирование безотражательного огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов	114
3.3.1. Изготовление образцов искусственных безотражательных структур со спиральными элементами оптимальной формы для реализации возможности огибания цилиндрических объектов сверхвысокочастотными волнами	116
3.3.2. Моделирование искусственных структур с гладкими спиральными элементами оптимальной формы для реализации возможности огибания цилиндрических объектов сверхвысокочастотными волнами	117
3.4. Взаимодействие электромагнитных волн с упорядоченными микроспиралями при различных углах падения	121
3.4.1. Наклонное падение волн. Геометрия задачи	121
3.4.2. Собственные волны	122
3.4.3. Решение граничной задачи. Коэффициенты отражения и прохождения	124
3.4.4. Значительная анизотропия метаматериала и проявление эффекта Брюстера для обеих поляризаций падающей волны	130
3.5. Электромагнитные волны в одноосной киральной сверхрешетке с комбинированными диэлектрическими и магнитными свойствами	135
3.5.1. Собственные моды	137
3.5.2. Эффект компенсации двулучепреломления	138
3.6. Нормальное падение волн на спиральную структуру	139
3.6.1. Постановка задачи	139
3.6.2. Численный анализ	146
3.7. Электродинамика искусственных композитных спиральных и омега-структур в микроволновом диапазоне	148
3.7.1. Влияния локального омега-параметра на брэгговское отражение электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральными структурами, содержащими омега-включения	151
3.7.2. Изучение вращения плоскости поляризации электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральными структурами, содержащими омега-включения	153
3.7.3. Расчет и оптимизация параметров массива омега-элементов для достижения максимального поглощения при минимальном отражении волн	154

Глава 4. Искусственные спирально-структурированные системы с оптимальными параметрами и их свойства в терагерцовом диапазоне.	165
4.1. Исследование свойств искусственных анизотропных структур с большой киральностью	165
4.1.1. Оптимальная форма спирали: равенство диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостей.	167
4.1.2. Аналитическое и численное моделирование частотной зависимости для диэлектрической и магнитной восприимчивостей и параметра киральности	168
4.1.2.1. Расчет параметров спиральных элементов. Сравнение двух методик.	172
4.1.2.2. Расчет параметров спиральных элементов, основанный на модели молекулярной оптической активности	172
4.1.2.3. Расчет параметров спирали с учетом входного сопротивления	174
4.1.3. Спиральная модель молекул вещества применительно к искусственной структуре с большой киральностью	177
4.1.4. Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования	180
4.2. Исследование свойств слабоотражающих метаматериалов с компенсированной киральностью	183
4.2.1. Оптимизация расположения спиралей в массиве	183
4.2.2. Оценка влияния каркасного полупроводникового цилиндра и электроемкости зазора между концами правой и левой спиралей	184
4.2.3. Определение параметров решетки на основе анализа отраженной и прошедшей волн	186
4.2.4. Сравнение результатов эксперимента с результатами численного моделирования.	188
4.3. Исследование свойств высокопоглощающего метаматериала с компенсированной киральностью на подложке	191
4.3.1. Решение граничной задачи и расчет коэффициентов пропускания и отражения электромагнитной волны от структуры метаматериал–подложка, содержащей поглощающий слабо отражающий двумерный массив искусственных бианизотропных элементов.	191
4.3.2. Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования	197
4.4. Запасенная и поглощенная энергия поля в киральных однокомпонентных метаматериалах с потерями	200
4.4.1. Альтернативные подходы	202
4.4.1.1. Непоглощающие композиты	202
4.4.1.2. Поглощающие однокомпонентные среды	204
4.4.1.3. Поглощающие киральные среды: зависимость от угла подъема спирали.	209
4.4.2. Численные примеры.	215
Глава 5. Электромагнитные волны в природных спирально-структурированных системах с оптимальными параметрами	219
5.1. Поляризационная селективность электромагнитного излучения молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты	219
5.1.1. Молекула дезоксирибонуклеиновой кислоты как периодическая структура.	221
5.1.2. Активированный участок молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты.	226
5.2. Определение оптимальной формы молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты в рамках энергетического подхода.	229
5.3. Спиральная модель молекул кирального вещества применительно к дезоксирибонуклеиновой кислоте.	232
5.4. Экспериментальная проверка результатов теоретического исследования	234

5.4.1. Экспериментальное исследование двойных и одинарных ДНК-подобных спиралей в сверхвысокочастотном диапазоне	234
5.4.2. Экспериментальное исследование дезоксирибонуклеиновой кислоты в оптическом диапазоне	242
Заключение	246
Основные научные результаты	246
Рекомендации по практическому использованию результатов	248
Литература и источники	250
Публикации авторов по теме исследования.	265
Предметный указатель	275
Summary	279

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая монография является результатом научных исследований, проводимых на протяжении последних лет в Гомельском государственном университете имени Франциска Скорины, где Ф. И. Федоровым, Б. В. Бокутем, А. Н. Сердюковым была создана научная школа в области оптики гиротропных сред. Авторы настоящей монографии принадлежат данной научной школе.

По замыслу монография представляет собой попытку освещения современного этапа исследований свойств метаматериалов и спирально-структурированных систем.

В первой главе содержится аналитический обзор литературы по теме исследования. Дана краткая характеристика искусственных и природных спирально-структурированных систем и приведены их частные примеры: метаматериалы, фотонные кристаллы, холестерические жидкие кристаллы (ХЖК), молекула дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК). Оценена возможность различного функционального использования спиральных элементов: для создания среды с одновременно отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей; для электромагнитной маскировки тел методом волнового обтекания.

Рассмотрены существующие методы изготовления метаматериалов и нанотехнологии ДНК, в том числе их достоинства и недостатки.

Сформулирована гипотеза о возможности использования спирально-структурированных сред для создания слабо отражающих экранов на основе одно- и многослойных киральных структур, а также в целях формирования поглощающих покрытий на основе однослойных киральных структур, или киральных метаповерхностей. Указано, что искусственные спирально-структурированные среды могут быть использованы при создании частотных и поляризационно-селективных фильтров и преобразователей поляризации.

Выявлены проблемы, актуальные для решения задач, связанных с конструированием, изготовлением, исследованием и практическим применением метаматериалов. Акцентируются отличительные особенности исследований, произведенных в настоящей работе, от известных более ранних исследований.

Во второй главе содержится общая характеристика работ на разных этапах исследования и использованных при этом средств, в частности: перечис-

лены и кратко охарактеризованы основные этапы произведенного исследования распространения электромагнитных волн в метаматериалах и спирально-структурированных системах с оптимальными параметрами; обоснована целесообразность применения и описана суть методов, использованных при изготовлении экспериментальных образцов метаматериалов на основе спиральных элементов, предназначенных для работы в сверхвысокочастотном (СВЧ) и терагерцовом (ТГц) диапазонах; приведено описание оборудования, использованного в экспериментальных исследованиях; кратко изложена общая методика теоретического исследования свойств электромагнитных волн в гиротропных средах с периодической структурой.

В завершение главы кратко описана методика статистической обработки результатов исследований.

В третьей главе разработаны теоретические основы преобразования поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, и описаны конструкции соответствующих функциональных устройств, в том числе предназначенных для трансформации линейно поляризованной волны в циркулярно поляризованную.

Показано, что исследуемые спирали проявляют оптимальные свойства при активации как электрическим, так и магнитным полем, т. е. при любой ориентации плоскости поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиралей перед другими возможными элементами метаматериалов, например, прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами. Показано также, что с использованием двумерных метаматериалов, или метаповерхностей, на основе спиральных элементов можно реализовать поворот плоскости поляризации электромагнитной волны без изменения ее эллиптичности. Для этого необходимо использовать спирали с соответствующим углом подъема.

Теоретически и экспериментально обоснована возможность использования гладких спиралей с оптимальной формой для реализации безотражательного огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов. Для уменьшения потерь энергии в метаматериале следует уменьшить общее количество металлических элементов, не допуская при этом их высокой концентрации во внутренних областях искусственной структуры, близких к объекту. Проведен анализ распределения спиральных элементов в пространстве, которое обеспечивает необходимый градиент показателя преломления искусственного покрытия. Моделирование бесконечной многослойной искусственной структуры произведено методом конечных элементов.

Показано, что на основе точного решения граничной задачи возможно описание как брэгговской дифракции электромагнитных волн на периодической структуре среды, так и учет многократного френелевского отражения волн от границ образца, что позволяет полностью моделировать прохождение и отражение электромагнитных волн в зависимости от задаваемых параметров искусственной спиральной структуры. В данном случае в качестве опти-

мальных параметров могут рассматриваться не только параметры элементов, но и параметры многослойной макроспирали.

Установлена аналогия в частотной зависимости волновых чисел метаматериала в СВЧ-диапазоне и холестерических жидких кристаллов в оптической области электромагнитного излучения. Показано, что влияние локального параметра киральности и локального омега-параметра проявляется в сдвиге границ области брэгговского отражения, а также в изменении ширины области брэгговского отражения. Получена модифицированная формула де Ври для поворота плоскости поляризации электромагнитной волны и построена частотная зависимость угла поворота плоскости поляризации.

Показано, что полученные результаты представляют значительный интерес для науки и практики, так как позволяют предсказывать поведение новых метаматериалов и метаповерхностей и исследовать их электромагнитные свойства; разрабатывать теоретические основы и конструкции преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе метаматериалов со спиральной структурой; изготавливать экспериментальные образцы таких метаматериалов и метаповерхностей с рассчитанными оптимальными параметрами и функциональные технические устройства.

Результаты, полученные в ходе исследований, могут быть использованы в радиоэлектронике в разных целях, в частности:

- при конструировании и расчете преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе метаматериалов и метаповерхностей со спиральной структурой;
- для совершенствования неоднородных метаматериалов, предназначенных для волнового обтекания цилиндрических объектов в СВЧ-диапазоне.

В четвертой главе проведены аналитические расчеты, в соответствии с которыми были созданы экспериментальные образцы кирального метаматериала, а также метаматериала с компенсированной киральностью. На примере образцов проведено численное моделирование их электромагнитных свойств, а также сравнение с экспериментальными результатами взаимодействия метаматериала с электромагнитным излучением в терагерцовом и дальнем ИК диапазоне. Показано, что оптимальные спирали могут найти в дальнейшем широкое применение, например, для создания безотражательных поглощающих покрытий, а также метаматериалов с отрицательным преломлением электромагнитных волн.

Показано, что предложенная модель удовлетворительно описывает свойства метаматериала с большой киральностью. Максимальные значения угла поворота плоскости поляризации волны и циркулярного дихроизма, рассчитанные на основании предложенной модели, соответствуют наблюдаемым в эксперименте. Частотная зависимость рассчитанных величин, характеризующих киральные свойства среды, вблизи резонанса качественно согласуется с экспериментальными данными.

Были также рассчитаны и практически реализованы метаматериалы с компенсированной киральностью на основе парных спиралей с противоположным направлением закручивания.

Показано, что полученный метаматериал на основе массива парных спиралей проявляет одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства, которые обусловлены оптимальной формой спиралей. В то же время киральные свойства искусственной структуры являются скомпенсированными, поскольку используются парные оптимальные спирали с правым и левым направлением закручивания. В результате созданный метаматериал обладает в ТГц диапазоне волновым импедансом, близким к импедансу свободного пространства.

Решена граничная задача и проведены расчеты для определения коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны в зависимости от параметров образца. Решение граничной задачи подтверждает, что вблизи ранее определенной резонансной частоты образец проявляет слабые отражательные свойства.

Показано, что на основе полученных результатов возможна разработка и создание метаматериалов в ТГц диапазоне, состоящих из оптимальных спиральных элементов. Возможно также создание новых метаматериалов с отрицательным показателем преломления для реализации плоской «линзы» в терагерцовом диапазоне.

Также аналитически решена граничная задача для двухслойной поглощающей структуры в воздухе, проведено численное моделирование свойств структуры метаматериал-подложка, а также выполнено сравнение с экспериментально полученными коэффициентами отражения и прохождения электромагнитного излучения в ТГц диапазоне.

В новом образце метаматериала на подложке улучшена однородность слоев, а также уменьшена толщина слоя золота, что привело к более существенному поглощению ТГц волн.

Показано, что вблизи ранее определенной резонансной частоты образец проявляет слабые отражательные свойства. В то же время имеет место существенное поглощение волн вблизи резонансной частоты, хотя подложка является прозрачной в рассматриваемом диапазоне частот. Такие поглощательные свойства метаматериала являются следствием резонансного возбуждения токов в проводящих спиральных, содержащих слой золота.

В пятой главе приведены результаты, полученные в процессе исследования проблемы взаимодействия электромагнитного поля с биологическими структурами, имеющими спиральную форму, такими как молекула ДНК, белки и др. На основе классической теории дипольного излучения предложена модель, описывающая механизм излучения электромагнитных волн произвольным участком двойной правовинтовой ДНК-подобной спирали при условии резонансного возбуждения поляризационных токов или токов проводимости. Такой резонанс может иметь место, если длина волны электромагнитного

поля близка к длине витка спирали. Для длинных периодических структур сила тока может быть представлена в виде ряда Фурье, и в этой связи рассматриваемый резонанс является главным, или основным, поскольку он соответствует первой гармонике ряда Фурье. Для реальной молекулы ДНК резонансная длина волны имеет порядок 10 нанометров и принадлежит к глубокому УФ диапазону. Особое внимание уделено поляризационной селективности излучаемых и поглощаемых электромагнитных волн.

В отличие от традиционного подхода, используемого при рассмотрении спиральных излучателей, не ставится задача определения электрического тока в спирали в явном виде. Электромагнитное поле, создаваемое спиралью, рассматривается как результат излучения электрических дипольных моментов и магнитных моментов, возникающих в половине каждого витка спирали. Показано, что эти моменты создаются неотрывно друг от друга и связаны между собой универсальным соотношением. Найденное соотношение между электрическим дипольным моментом и магнитным моментом выполняется при любых микротоках, существующих в ДНК, т. е. при любой последовательности нуклеотидов (азотистых оснований). Следовательно, поляризационная селективность также является универсальным свойством излучаемой и поглощаемой волны при рассматриваемом резонансе.

Особый интерес представляет случай, когда электрический дипольный момент и магнитный момент дают равные по абсолютной величине вклады в излучаемую волну. В этом случае электромагнитная волна, излучаемая и поглощаемая ДНК-подобной спиралью, является поляризованной по кругу.

Показано, что в условиях рассматриваемого резонансного возбуждения поляризационных токов или токов проводимости, все многообразие спиральных структур с их различными геометрическими размерами можно характеризовать только одним параметром. Таким параметром, достаточным для описания спиральных структур, является угол подъема спирали относительно плоскости, ортогональной оси спирали. Определен угол подъема спирали, необходимый для излучения ею поляризованной по кругу электромагнитной волны на основе классической теории дипольного излучения и в рамках энергетического подхода.

Проведено доказательство поляризационной селективности ДНК-подобной спирали по отношению к циркулярным волнам на основе спиральной модели молекул кирального вещества. Произведено сравнение рассчитанного угла подъема спирали с известными экспериментально установленными характеристиками молекулы ДНК. Относительное различие значений угла подъема спирали ДНК, найденного указанными способами, составило 2,1–13,9 %, что можно признать хорошим соответствием теории и эксперимента.

Рассмотрен некоторый активированный участок ДНК-подобной спирали, длина которого превышает длину половины витка спирали. Определено электромагнитное поле, создаваемое таким участком спирали в окружающем пространстве, с учетом запаздывания электромагнитных волн, излучаемых

различными полувитками спирали. Установлено, что в условиях рассматриваемого главного резонанса поляризация суммарной электромагнитной волны очень близка к круговой. Показано, что это свойство имеет место при любой длине активированного участка ДНК-подобной спирали. При этом вектор напряженности электрического поля излучаемой волны образует в пространстве левый винт. Согласно определению поляризации, принятому, например, в оптике и биофизике, такая волна называется левоциркулярно поляризованной. В то же время следует отметить, что в радиофизике исторически сложилось другое определение циркулярно поляризованной волны. Для наблюдателя, смотрящего вслед волне, которая резонансно взаимодействует с ДНК-подобной спиралью, вектор поля вращается с течением времени по часовой стрелке. Поэтому такая волна в радиофизике считается правоциркулярно поляризованной. В данной монографии большое внимание уделяется рассмотрению пространственной структуры киральных объектов. Поэтому в дальнейшем мы используем определение циркулярной поляризации волны в зависимости от направления закручивания винта, который образуется вектором поля в пространстве в фиксированный момент времени.

Можно предположить, что рассмотренный эффект поляризационной селективности электромагнитного поля, излучаемого и поглощаемого ДНК в глубоком ультрафиолетовом (УФ) диапазоне, имеет важное значение для генетического сохранения различий между правовинтовыми и левовинтовыми формами объектов живой природы.

Круговая волна с правовинтовой поляризацией не излучается ДНК в условиях исследуемого резонанса. В соответствии с принципом обратимости, такая волна не может индуцировать электрических и магнитных моментов в ДНК, т. е. не может оказывать воздействия на ДНК. Следовательно, актуализируется вопрос о необходимости более широкого применения правополяризованных круговых электромагнитных волн в радиотехнике, электронике, оптике и нанотехнологиях в целях охраны здоровья человека. Кроме того, электромагнитные волны с круговой поляризацией могут быть использованы в биологии, химии и медицине для активизации процессов с участием молекул и молекулярных соединений со спиральной структурой.

Проведено экспериментальное исследование двойных и одинарных ДНК-подобных спиралей в СВЧ-диапазоне. На основе принципа электродинамического подобия показано, что эффект поляризационной селективности, наблюдаемый для ДНК-подобных спиралей в СВЧ-диапазоне длин волн, для молекулы ДНК может иметь место в нанометровом диапазоне.

Мы предполагаем, что этот эффект является одним из определяющих для ДНК (возможно, и для других спиральных объектов) и напрямую связан с нарушением зеркальной симметрии в природных структурах и явлениях.

Обладая оптимальной геометрической формой, молекула ДНК не подвержена воздействию правой циркулярно поляризованной электромагнитной волны в нанометровом диапазоне. Такая волна, для которой правосторонняя

молекула ДНК является «прозрачной», должна распространяться перпендикулярно оси спирали и образовывать в пространстве правый винт. Соответственно, волна, излучаемая правосторонней молекулой ДНК перпендикулярно оси спирали при условии рассматриваемого резонанса, имеет левую циркулярную поляризацию. Эти особенности могут быть использованы при создании ДНК-подобных метаматериалов с селективными поляризационными свойствами.

Впервые заявлено преимущество двухцепочечной ДНК-подобной спирали как оптимального кругового поляризатора в направлении распространения волны, перпендикулярном к оси спирали. Аналогичное явление имеет место и при распространении волны вдоль оси спирали, но при другом значении угла подъема спирали и для противоположной поляризации волны. Этот эффект циркулярной поляризации волны, излучаемой вдоль оси спирали, исследован с достаточной полнотой и используется в технике антенн.

Для волн, излучаемых в перпендикулярном к оси спирали направлении, обнаружено, что этот эффект поляризационной селективности имеет свой максимум для некоторой определенной геометрии (формы) спирали, который напоминает двойную спираль (бифилярную), подобную ДНК по углу подъема.

В заключении кратко рассмотрены области применения полученных результатов и показано, что в результате исследования получены новые научные результаты, в совокупности, составляющие основу для развития нового научного направления – проектирования метаматериалов, метаповерхностей и спирально-структурированных систем с оптимальными параметрами.

Книга будет полезна научным работникам в области оптики, радиофизики, биофизики и физики конденсированных сред, инженерам, работающим в области электроники, студентам старших курсов, магистрантам и аспирантам физических специальностей университетов.

Авторы выражают благодарность своим ученикам А. Л. Самофалову, А. П. Балмакову, В. С. Асадчому, И. А. Фаняеву, М. А. Подалову, Т. А. Державской, С. Д. Барсукову, экспериментаторам и соавторам совместно опубликованных работ С. В. Голоду, А. Г. Милехину, В. В. Кубареву, В. Я. Принцу, Е. В. Наумовой, А. П. Слобожанюку, А. С. Побияхе, П. А. Белову, В. А. Банному, Н. Н. Федосенко, Д. Г. Пилипцову, А. Н. Годлевской, А. В. Рогачеву, В. А. Ипатьеву, С. Вробелю (S. Wrobel), С. Третьякову (S. Tretyakov), А. Сихвола (A. Sihvola), А. М. Гончаренко, Г. В. Сеницыну, В. Л. Малевичу, А. В. Ляхновичу, А. Н. Сердюкову, В. Н. Белому, которыми были даны полезные рекомендации при обсуждении и интерпретации результатов, проведении измерений и изготовлении экспериментальных образцов.

Монография рекомендована к опубликованию Научно-техническим советом Учреждения образования «Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины» (протокол № 10 от 26 сентября 2019 г.).

ПРИНЯТЫЕ СОКРАЩЕНИЯ И УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

АОА	– анодированный оксид алюминия
ГГУ имени Ф. Скорины	– Гомельский государственный университет имени Франциска Скорины
ДНК	– дезоксирибонуклеиновая кислота
ИК	– инфракрасный
ИФП СО РАН	– Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физики полупроводников имени А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук»
ЛСЭ	– лазер на свободных электронах
МКЭ	– метод конечных элементов
МЦФ	– марганец-цинковый феррит
ПНК	– пептидо-нуклеиновые кислоты
ПП	– полипропилен
ПТФЭ	– политетрафторэтилен
ПЭ	– полиэтилен
ПЭВД	– полиэтилен высокого давления
РАН	– Российская академия наук
РНК	– рибонуклеиновая кислота
РПМ	– радиопоглощающий материал
СВЧ	– сверхвысокочастотное излучение
СНГ	– Содружество независимых государств
СО	– Сибирское отделение
СЭМ	– сканирующая электронная микроскопия
ТГц	– терагерцовый
УФ	– ультрафиолетовый
ХЖК	– холестерические жидкие кристаллы

ВВЕДЕНИЕ

Прогресс в развитии электродинамики неразрывно связан с развитием науки и потребностями практики. Современная электродинамика активно развивается в направлении исследования природных и разработки новых типов искусственных спирально-структурированных сред с оптимальными параметрами, так называемых метаматериалов, обладающих особыми свойствами, которые невозможно получить, используя природные вещества. В качестве характерных свойств метаматериалов принято рассматривать: отрицательные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей, которые проявляются одновременно; отрицательный показатель преломления; сильные киральные свойства и др. Метаматериалы – это системы, состоящие из микрорезонаторов, обладающие электромагнитными свойствами, управлять которыми можно, варьируя параметры системы.

Исследования метаматериалов представляют фундаментальный интерес и в то же время открывают широкие прикладные возможности по созданию приборов для управления электромагнитным полем как в ближней, так и в дальней зоне, включая новые типы электромагнитных сенсоров, компактные антенны, линзы с субволновым разрешением, объекты, скрытые в определенном диапазоне частот, и др.

Объектом исследования работы являются природные и искусственные системы с оптимальными параметрами, состоящие из киральных объектов в виде цилиндрических спиральных элементов. Рассматриваемые метаматериалы могут состоять также из элементов Ω -образной формы, которые не являются киральными, но проявляют магнитоэлектрические свойства.

Введение термина «киральность» (англ. *chiral*, от греческого слова *χείρ* (кира или хира), что значит «рука») в науку и его определение принадлежат английскому физiku Уильяму Томсону (1824–1907), более известному как лорд Кельвин. Согласно его определению, киральность – это свойство объекта не совмещаться со своим зеркальным отображением в плоском зеркале ни при каких перемещениях и вращениях. Из этого определения следует, что киральность – геометрическое свойство объекта и этим свойством могут обладать только пространственные, т. е. трехмерные объекты. Двумерные (пло-

ские) или одномерные (линейные) объекты в трехмерном пространстве этим свойством не обладают.

Киральные объекты могут существовать в двух видах: объект и его двойник, который имеет форму зеркального отображения, например, правая и левая руки, винты с правой и левой нарезками, спирали с правой и левой намотками. Уильям Томсон исследовал киральные свойства кристаллов, а также молекул различных веществ и их двойников.

Концепция киральности имеет большое значение в биологии, химии, физике элементарных частиц и в оптике.

Луи Пастер в XIX в. первым заметил, что в неживой природе молекулы или зеркально симметричны (H_2O , SO_2 , CO_2), или с одинаковой частотой встречаются их левые и правые стереоизомеры.

Молекулы, из которых состоят живые организмы, зеркально асимметричны, т. е. киральны, наиболее часто они подобны спиралям, а во многих случаях ими и являются (например, молекулы ДНК представляют двойную спираль) и эти молекулы в природе встречаются в каком-то одном варианте – только правом, или только левом: так называемые кирально чистые молекулы. Л. Пастер [1], а затем В. И. Вернадский [2] полагали, что спецификой живой природы является киральная чистота молекул. С вопросами зеркальной симметрии/асимметрии на молекулярном уровне связана проблема возникновения жизни на Земле, так как живая материя в свое время возникла из неживой [3], произошло нарушение существовавшей до того зеркальной симметрии, образование кирально чистых молекул.

В 1811 г. Ф. Араго [4] обнаружил, что при прохождении линейно поляризованного света через пластинку, вырезанную из кристалла кварца, в направлении его оптической оси плоскость поляризации света поворачивается на некоторый угол, величина которого пропорциональна толщине пластинки. Позже Ж. Био [5] обнаружил аналогичный эффект в газах и жидкостях. Явление получило название оптической активности, или оптической вращательной способности среды [6]. В русскоязычной литературе используется также термин «гиротропия» (от греческого слова $\gamma\upsilon\rho\omicron\varsigma$, что значит «круг»), однако в англоязычной научной литературе этот термин не получил широкого распространения. Гиротропию можно рассматривать как один из видов анизотропии среды.

Свойством оптической активности могут обладать кристаллы, жидкости (в особенности растворы), пары вещества. При растворении, расплавлении, переводе в парообразное состояние одни кристаллические вещества теряют свойство оптической активности, а у других оно сохраняется. Оптическая активность веществ первого типа обусловлена характером расположения молекул в решетке кристалла. Причина оптической активности кристаллов второго типа кроме этого связана с внутренней структурой самих молекул.

Таким образом, свойство оптической активности может проявляться как на микроскопическом (молекула), так и на макроскопическом (кристалл) уровне.

Вещества обоих типов встречаются в природе в двух разновидностях, тождественных по химическому составу и физико-химическим свойствам, но различающихся направлением вращения плоскости поляризации (правовращающее и левовращающее вещество). Молекулы, различающиеся только направлением вращения плоскости поляризации, называют оптическими изомерами. Кристаллы одного и того же вещества, вращающие плоскость поляризации в противоположных направлениях, энантиоморфны (от греческого *ἐναντίος* – «противоположный» и *μορφή* – «форма») друг другу.

В основном оптической активностью обладают вещества, состоящие из киральных молекул. В 1848 г. Л. Пастер [7] предположил, что оптическая активность объясняется тем, что составляющие активное вещество молекулы являются киральными объектами. В последующем эта гипотеза была теоретически обоснована и экспериментально подтверждена. О. Френель [8] объяснил оптическую активность на основе предположения о том, что в среде имеет место круговое двупреломление света. На входе в среду две циркулярно поляризованные волны, составляющие в сумме линейно поляризованную волну, оказываются разделенными, так как распространяются с разными скоростями. Выходящая из среды суммарная волна имеет линейную поляризацию, но с измененным азимутом.

В физическом отношении явление оптической активности представляет особый интерес в первую очередь потому, что именно в нем проявляются некоторые специфические глубокие и тонкие закономерности электродинамики материальных сред. Таким образом, свойство оптической активности непосредственно связано со структурой и формой молекул. Однако структура молекулы при взаимодействии с электромагнитной волной может проявиться только в том случае, если размерами молекулы нельзя пренебречь при сравнении с длиной волны. Иными словами, расположенные в разных местах заряженные частицы, входящие в состав молекулы, должны по-разному реагировать на излучение с длиной волны λ . Это различие обусловлено неодинаковостью фазы волны в разных точках молекулы и характеризуется отношением a/λ , где a – поперечный размер молекулы. Для видимого света a/λ порядка $\sim 10^{-3}$, но именно с этим параметром, несмотря на небольшую величину, связана сущность рассматриваемого явления [9, 10].

Взаимодействие электромагнитного излучения, соответствующего видимому диапазону, с киральными средами хорошо изучено. Взаимодействие с ними электромагнитных волн дальнего инфракрасного и особенно СВЧ радиодиапазона привлекло внимание исследователей относительно недавно. Это обусловлено появлением новых технологий, в соответствии с которыми получают искусственные материалы, существенная киральность которых проявляется в диапазонах микро-, милли- и субмиллиметровых волн [11] и может быть использована в технике СВЧ [12] и ТГц диапазона [13–15].

В рамках электромагнитной теории оптическая активность рассматривается как проявление пространственной дисперсии в веществе. Взаимосвязь

индукций и напряженностей электрического и магнитного полей с параметрами, характеризующими среду, отражена в так называемых материальных уравнениях, которые используются как для естественных, так и для искусственных сред. Для некиральных сред они имеют вид [16]

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \overset{=}{\epsilon} \vec{E}, \\ \vec{B} &= \overset{=}{\mu} \vec{H},\end{aligned}$$

где $\overset{=}{\epsilon}$ и $\overset{=}{\mu}$ – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей, описывающие диэлектрические и магнитные свойства среды соответственно. В простейшем случае изотропных сред ϵ и μ – скалярные величины.

Применительно к гармоническим волнам материальные уравнения для киральных сред могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \overset{=}{\epsilon} \vec{E} + i\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \overset{=}{\kappa} \vec{H}, \\ \vec{B} &= \overset{=}{\mu} \vec{H} - i\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \overset{=}{\kappa}^T \vec{E}.\end{aligned}$$

Материальные уравнения в такой форме были предложены в работах [17–19] для биизотропных сред и в работах [6, 20] – для природных кристаллов. Здесь $\vec{D}$, $\vec{B}$ и $\vec{E}$, $\vec{H}$ – векторы индукции и напряженности электрического и магнитного полей соответственно, $\overset{=}{\epsilon}$, $\overset{=}{\mu}$ и $\overset{=}{\kappa}$ – тензоры диэлектрической, магнитной проницаемости и нормализованного параметра киральности; индексом T обозначена операция транспонирования.

Киральный параметр κ пропорционален отношению a/λ , где a – линейный размер частицы – элемента среды, λ – длина волны. При $a/\lambda \rightarrow 0$ киральные свойства среды исчезают. Размер молекулы или атома обычно порядка 10^{-10} м, а длина волны в оптическом диапазоне порядка 10^{-6} м, поэтому в оптике естественных сред значение параметра a/λ оказывается порядка 10^{-3} – 10^{-4} . Размеры молекул органических веществ, например полимеров, значительно больше, поэтому их киральные свойства проявляются сильнее. К сожалению, прозрачность полимеров для оптических волн мала.

Оптическая активность в естественных средах практически не применяется из-за слабой выраженности эффекта, обусловленной малостью параметра киральности κ . Исключением можно считать только жидкие кристаллы. Иная ситуация может сложиться для искусственных электромагнитных сред, параметром киральности κ которых можно управлять, увеличивая отношение a/λ , особенно в области проявления резонансных свойств частиц среды, например в условиях резонанса тока вдоль спирального элемента. При этом условие резонанса обеспечивается, если линейные размеры спирального элемента малы по сравнению с длиной волны излучения, а длина проволоки, из которой он изготовлен, – порядка длины волны. В этом случае киральность

уже не является малой поправкой, и свойства киральной среды могут кардинально отличаться от свойств среды, не обладающей этим свойством, не только за счет накопления малого эффекта, как в явлении оптической активности [21].

Возникла идея о том, что киральными свойствами обладают не только молекулы – в оптическом диапазоне электромагнитных волн, но и макроскопические тела со сходной структурой – в микроволновом диапазоне.

Искусственные композитные среды, обладающие киральными свойствами в микроволновом диапазоне, активно исследовались в течение последних двадцати лет [22–32]. Основным мотивом к исследованиям было стремление проверить предположение о возможности создания неотражающих покрытий на металлических поверхностях на основе искусственных киральных материалов. В работах [33, 34] было показано, что доля излучения, отраженного от кирального полупространства, при нормальном падении плоской волны определяется по такой же формуле, как и при отражении от обычного изотропного полупространства: энергетический коэффициент отражения равен

$$R = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1},$$

однако волновой импеданс η_2 киральной среды есть функция трех параметров – ϵ , μ и κ . Подбирая параметр киральности κ , можно удовлетворить условиям $\eta_2 = \eta_1$ и $R = 0$.

Результаты исследований о возможности использования искусственных киральных материалов для уменьшения отражения электромагнитных волн опубликованы во многих статьях [25–28]. Однако, по мнению авторов работы [30], и с применением некиральных поглощающих слоев также можно достичь существенного снижения интенсивности отраженных электромагнитных волн на определенной частоте. Более того, в ходе анализа результатов расчета электромагнитных волн, рассеянных на металлических спиральных элементах, распределенных в диэлектрической среде, в работе [30] сделан вывод о том, что при создании неотражающих покрытий киральность не является существенным свойством. Такую среду можно создать искусственно, помещая металлические проволочные включения спиральной или Ω -образной формы в диэлектрический материал [32]. В зависимости от того, является ориентация указанных элементов в пространстве хаотической или упорядоченной, могут быть созданы изотропные или анизотропные модельные среды соответственно.

Из слоев полимеров, содержащих металлические спиральные или Ω -включения, может быть создана периодическая слоистая среда. Чередую слои, различающиеся диэлектрическими, магнитными, киральными свойствами, можно моделировать новые сложные композиционные материалы, теоретически предсказывать и экспериментально исследовать электромагнитные свойства таких сред. При наличии анизотропии открываются дополнительные возмож-

ности для преобразования характеристик электромагнитных волн, и, следовательно, управления ими.

Теорией оптической активности занимались многие ученые, которых можно отнести к классикам науки: Ф. Араго, О. Френель, Ж. Био, Д. Эйри, О. Коши, Д. Мак-Куллаг, Л. Пастер, Ж. Буссинек, Г. Поклингтон, П. Кюри, Д. Гиббс, Д. Гольдгаммер, П. Друде, В. Фойгт, М. Борн, К. Озеен, Дж. Томсон, Д. Кирквуд, Э. Кондон, Ф. Коттон и др. [6]. Значительный вклад в развитие теории оптической активности внесли белорусские ученые Ф. И. Федоров [6], Б. В. Бокуть и А. Н. Сердюков [9, 20].

Исследования искусственных киральных сред интенсивно проводятся только с 1987 г. В Республике Беларусь активные электродинамические исследования искусственных и природных спирально-структурированных систем осуществляются в учреждении образования «Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины» (ГГУ имени Ф. Скорины) под руководством профессора И. В. Семченко как продолжение классических традиций, заложенных Ф. И. Федоровым, Б. В. Бокутем, А. Н. Сердюковым. В Беларуси значительный вклад в решение задач в данной области электродинамики внесли В. Н. Белый, Н. С. Казак, А. М. Гончаренко, С. А. Максименко, В. В. Шепелевич, Г. Я. Слепян, П. Д. Кухарчик, В. И. Демидчик, А. В. Новицкий и другие ученые. За рубежом основоположниками теории взаимодействия электромагнитного поля с искусственной киральной средой считают таких ученых, как И. Линделл (I. Lindell), А. Сихвола (A. Sihvola), В. К. Варадан (V. K. Varadan), В. В. Варадан (V. V. Varadan), А. Лахтакия (A. Lakhtakia), Н. Энгета (N. Engheta) и др. Большой вклад в разработку данной теории внесли также российские физики К. Ф. Симовский, А. Н. Сивов, А. Д. Шатров, Б. З. Каценеленбаум, В. А. Неганов, О. В. Осипов и др.

В настоящее время теоретические и экспериментальные исследования в рассматриваемой области производят ученые в разных научных центрах: в Финляндии – в университете Аалто (бывшем технологическом университете г. Хельсинки) (А. Сихвола, С. А. Третьяков); в США – в университете штата Пенсильвания (Н. Энгета) и в университете Дьюка (Д. Р. Смит); в Беларуси – в ГГУ имени Ф. Скорины (И. В. Семченко, С. А. Хахомов), в Институте физики НАН Беларуси (В. Н. Белый, Н. С. Казак), в России – в Санкт-Петербургском национальном исследовательском университете информационных технологий, механики и оптики (НИУ ИТМО) (П. А. Белов) и Санкт-Петербургском государственном электротехническом университете (ЛЭТИ) (И. Б. Вендик, О. Г. Вендик), в Москве – в Институте теоретической прикладной электродинамики РАН (А. П. Виноградов) и Институте радиотехники и электроники РАН (В. В. Шевченко, Г. А. Крафтмахер), в Новосибирске – в Институте физики полупроводников СО РАН (В. Я. Принц); научные группы: в Англии – в Империи Колледже (Д. Пендри), во Франции – во Французском национальном центре научных исследований (С. Болиоли), в Германии – в университете г. Карлсруэ (М. Вегенер), в Украине – в Донецком физико-техническом институте имени

А. А. Галкина НАН Украины (И. Л. Любчанский) и Радиоастрономическом институте НАН Украины в г. Харькове (С. Л. Просвирнин).

В целом научные сотрудники указанных центров составляют группу исследователей, которая, начиная с 1993 г., регулярно собирается на научные конференции для обсуждения актуальных задач электродинамики и оптики композиционных материалов, в том числе киральных.

Инициативу проведения конференций проявили финские и белорусские ученые, организовавшие в 1993 г. первые две конференции – сначала в Хельсинки [35], а затем в ГГУ имени Ф. Скорины, почетным председателем которой был Ф. И. Федоров [36]. Последующие конференции состоялись в Периге (Франция, 1994) [37] и в Пенсильванском университете (США, 1995) [38]. В 1996 г. конференция была организована в Петербурге с переездом в Москву [39]. Места проведения последующих конференций – Глазго (Великобритания, 1997) [40], Брауншвейг (Германия, 1998) [41], Лиссабон (Португалия, 2000) [42], Марракеш (Марокко, 2002) [43], Гент (Бельгия, 2004) [44], Самарканд (Узбекистан, 2006) [45]. На перечисленных конференциях, состоявшихся под названиями «Bi-isotropics'93», «Chiral'» (1994–1996), «Bianisotropics'» (1993, 1997–2006), были доложены результаты исследования биизотропных, бианизотропных, киральных сред, полученные в разных странах мира. Интерес к исследованию комплексных искусственных сред непрерывно возрастал, количество научных групп и участников конференций также постоянно увеличивалось.

Особое внимание в то время (1993–2006) уделялось метаматериалам – искусственно созданным структурам, электромагнитные характеристики которых отличны от характеристик традиционных материалов. Первая, опубликованная в 1967 г. советским физиком В. Веселаго [46] работа о возможности создания сред, у которых одновременно отрицательны и диэлектрическая ϵ , и магнитная μ проницаемости, не получила должной оценки. Только в 2000 г. его идея была подхвачена английским физиком Д. Пендри [47], и уже в 2001 г. опубликовано первое сообщение о создании реальных метаматериалов [48]. С этого времени интерес к данному направлению исследований приобрел взрывной характер: к 2011 г. статьи по тематике, связанной с метаматериалами, цитировались более 14 000 раз [49]. Это вполне закономерный процесс, так как были предсказаны и уже созданы новые метаматериалы с несвойственными природным материалам электромагнитными характеристиками, такими как преодоление дифракционного предела и отрицательный показатель преломления [50].

На данном этапе форма научных совещаний постепенно эволюционировала. Конференции превратились в ежегодные конгрессы по современным электромагнитным материалам в микроволновом и оптическом диапазонах (Metamaterials'2007–2020). Первый из них состоялся в Риме (Италия, 2007) [51], последующие – в Памплоне (Испания, 2008) [52], Лондоне (Великобритания, 2009) [53], Карлсруэ (Германия, 2010) [54], Барселоне (Испания, 2011) [55],

Санкт-Петербурге (Россия, 2012) [56], Бордо (Франция, 2013) [57], Копенгагене (Дания, 2014) [58], Оксфорде (Великобритания, 2015) [59], Ханья (о. Крит, Греция, 2016) [60], Марселе (Франция, 2017) [61], Эспо (Финляндия, 2018) [62], в Риме (Италия, 2019) [63]. Четырнадцатый международный конгресс по искусственным материалам для новых волновых явлений *Metamaterials'2020* запланировано провести в Нью-Йорке (США) с 28 сентября по 3 октября 2020 г.

Ученые ГГУ имени Ф. Скорины, в том числе авторы настоящей монографии, начиная с 1993 г., принимали участие в указанных международных научных конференциях и конгрессах, где представили полученные научные результаты.

Кроме того, на многих международных конференциях по радиофизике и оптике в последние годы (2000–2018) свойства искусственных сред обсуждаются на специальных секционных заседаниях, за последние годы (2000–2018) издано несколько монографий, в которых обобщены результаты, полученные финскими, российскими и американскими учеными. В частности, в 2001 г. в известном международном научном издательстве «Gordon and Breach Science Publishers» на английском языке опубликована монография А. Н. Сердюкова, И. В. Семченко, С. А. Третьякова, А. Х. Сихвола «Электродинамика бианизотропных материалов. Теория и приложения» [64].

Таким образом, электродинамика и оптика спирально-структурированных систем, выделившаяся в новое научное направление, развивается активно и результативно.

В настоящей работе в качестве элементов искусственных структур выбраны спиральные элементы, так как они обладают диэлектрическими и магнитными свойствами одинаково высокой значимости, что является необходимым условием максимального проявления киральности. Каждый спиральный элемент характеризуется также магнитоэлектрической восприимчивостью, так как не обладает зеркальной симметрией и проявляет киральные свойства.

При создании искусственного слабо отражающего образца киральные свойства должны быть компенсированы, чтобы исключить поляризационную селективность искусственного материала по отношению к право- и левозакрученно поляризованным волнам, которая может обусловить увеличение коэффициента отражения.

В этих целях при создании слабо отражающих структур предложено использовать пары, состоящие из право- и левозакрученных спиральных элементов с оптимальными параметрами. Формируемый на их основе искусственный материал характеризуется одинаково значимыми диэлектрической и магнитной проницаемостями, не будучи киральным. Оси симметрии парных спиральных элементов в плоскости искусственного образца ориентированы во взаимно перпендикулярных направлениях. Это позволяет достичь одинаковых свойств образца по отношению к волне с произвольной поляризацией в случае нормального падения волны.

В исследовании разработаны теоретические основы преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, обеспечивающих трансформацию линейно поляризованной волны в циркулярно поляризованную, и обоснована возможность вращения плоскости поляризации отраженной электромагнитной волны при взаимодействии с двумерной решеткой, созданной на основе спиральных элементов. Полученными экспериментальными результатами подтверждается возможность использования двумерных решеток, состоящих из взаимно ортогональных парных спиральных излучателей оптимальной формы, при конструировании слабо отражающих покрытий.

Полученные результаты возможно использовать при создании частотно- и поляризационно-селективных фильтров, преобразователей поляризации, частотно-селективных защитных экранов, других элементов и устройств оптики и радиофизики для обеспечения обтекания цилиндрических объектов волнами СВЧ-диапазона.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Киральность

Как уже упоминалось во введении, киральность является следствием асимметрии: объект кирален, если он не совпадает со своим зеркальным изображением (рис. 1.1). Киральный объект и зеркально симметричный ему называют энантиоморфными (от греч. *enantios* – противоположный и *morphe* – форма) или, когда речь идет о молекулах, энантиомерами. Объект, не обладающий киральностью, называют акиральным или амфикиральным; он может быть совмещен со своим зеркальным образом. Данный термин был введен лордом Кельвином в 1904 г.

Киральным материалам свойственны два важных электромагнитных явления: циркулярное двулучепреломление и круговой дихроизм. Феноменологически эти эффекты могут быть обнаружены следующим образом:

- циркулярное двулучепреломление возникает из-за различия действительных частей показателя преломления, что обуславливает различие в фазовых скоростях для лево- и правоциркулярно поляризованных мод электромагнитной волны, и, как следствие, – вращение плоскости поляризации;

- круговой дихроизм описывают с учетом различия мнимых частей показателя преломления для циркулярно поляризованных волн противоположного вращения, которое обуславливает различие потерь на поглощение при прохождении таких волн через слой вещества.

Оптическая активность используется в качестве диагностического инструмента в спектроскопии, аналитической химии, кристаллографии и молекулярной биологии в целях определения пространственного расположения

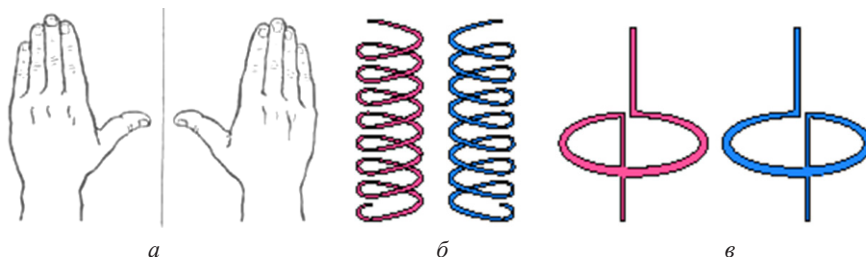


Рис. 1.1. Примеры киральных объектов: *a* – левая и правая рука; *б* – спираль с право- и левовинтовой намоткой; *в* – каноническая спираль с правой и левой намоткой

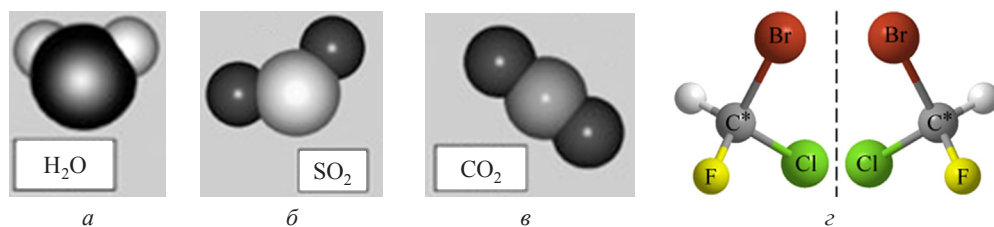


Рис. 1.2. Объемные модели молекул: *а* – вода; *б* – сернистый газ; *в* – углекислый газ; *г* – бромхлорфторметан

атомов и молекул. Оптически активные и дихроичные среды, используемые в качестве поляризационных ротаторов или круговых поляризаторов соответственно, имеют большое значение в оптике, фотографии, микроскопии живых систем.

В неживой природе молекулы зеркально симметричны (рис. 1.2, *а–в*) или не обладают этим свойством и одинаково часто встречаются их «правые» и «левые» стереоизомеры. В структурной химии киральной называют молекулу, у которой отсутствует внутренняя плоскость симметрии. Наиболее часто эта особенность выявляется у молекул, структурные составляющие которых асимметрично расположены относительно атома углерода (рис. 1.2, *г*).

Молекулярная киральность представляет интерес из-за ее применения в стереохимии, неорганической химии, органической химии, физической химии, биохимии, медицине. При этом важно знать, что на биологические организмы зеркально симметричные изомеры одного и того же вещества действуют по-разному (убедительный пример этого – действие энантиомеров талидомида на развитие человеческого зародыша), и необходимо не только уметь разделять их пространственно, но и учитывать их возможные трансформации одного в другой.

Киральность может быть свойственна не только природным объектам, но и искусственным структурам, в частности метаматериалам.

Иногда метаматериал определяют как композиционный материал, свойства которого обусловлены не столько свойствами составляющих его элементов, сколько искусственно созданной периодической структурой. Метаматериалы представляют искусственно сформированные и особым образом структурированные среды, обладающие электромагнитными свойствами, которые не характерны для природных объектов и которые сложно обеспечить технологически. Например, значения диэлектрической и магнитной проницаемостей метаматериала могут быть отрицательными, распределению величин этих параметров характерна пространственная структуризация (в частности, показатель преломления изменяется периодически – как у фотонных кристаллов), имеется возможность управлять параметрами среды посредством внешних воздействий (в частности, известны метаматериалы с электрически управляемыми диэлектрической и магнитной проницаемостями) и др. [65, 66].

Определяют метаматериал и как периодический массив из искусственных структур с шагом, меньшим длины волны возбуждающего поля. Учитывая перевод приставки *μετα* с греческого («вне»), термин «метаматериалы» относят к структурам, у которых эффективные параметры, характеризующие их электромагнитные свойства, отличаются от свойств образующих их компонентов.

Вследствие субволновой периодичности метаматериалов волны в них не дифрагируют. Поэтому по отношению к падающей волне метаматериал проявляет себя как однородная среда и поэтому может быть описан с использованием эффективных, или усредненных параметров, которые зависят от задаваемых геометрических размеров элементарной ячейки метаматериала и составляющих ее элементов.

Диэлектрическую и магнитную восприимчивость исходного природного материала модифицируют посредством внедрения в него периодически повторяющихся элементов, различающихся геометрической формой и размерами и определяющих в совокупности структуру и свойства создаваемого метаматериала. В очень грубом приближении такие элементы могут рассматриваться как искусственно встроенные в исходный материал атомы чрезвычайно больших размеров. При разработке и изготовлении метаматериалов имеется возможность варьирования различных параметров: формы элементов, их структуры, постоянного или переменного периода в расположении элементов и др. [66].

Закрученный жгут Бозе (рис. 1.3), исследованный в конце XIX в., условно признают первым метаматериалом [67, 68].

В 1914 г. Линдман исследовал искусственные среды, сформированные из множества беспорядочно ориентированных маленьких проводов, скрученных в спираль и вложенных в фиксировавшую их среду [69]. Среди первых искусственно созданных структур, удовлетворяющих вышеприведенным определениям метаматериалов, были двумерные и трехмерные массивы из металлических стержней, свойства которых подобны свойствам диэлектриков в отношении излучения, частота которого ниже плазменной частоты. В частности, их показатель преломления меньше единицы, а диэлектрическая проницаемость

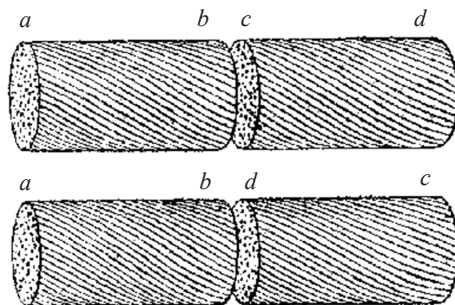


Рис. 1.3. Искусственные спиральные «молекулы», моделированные Бозе из джута [67]

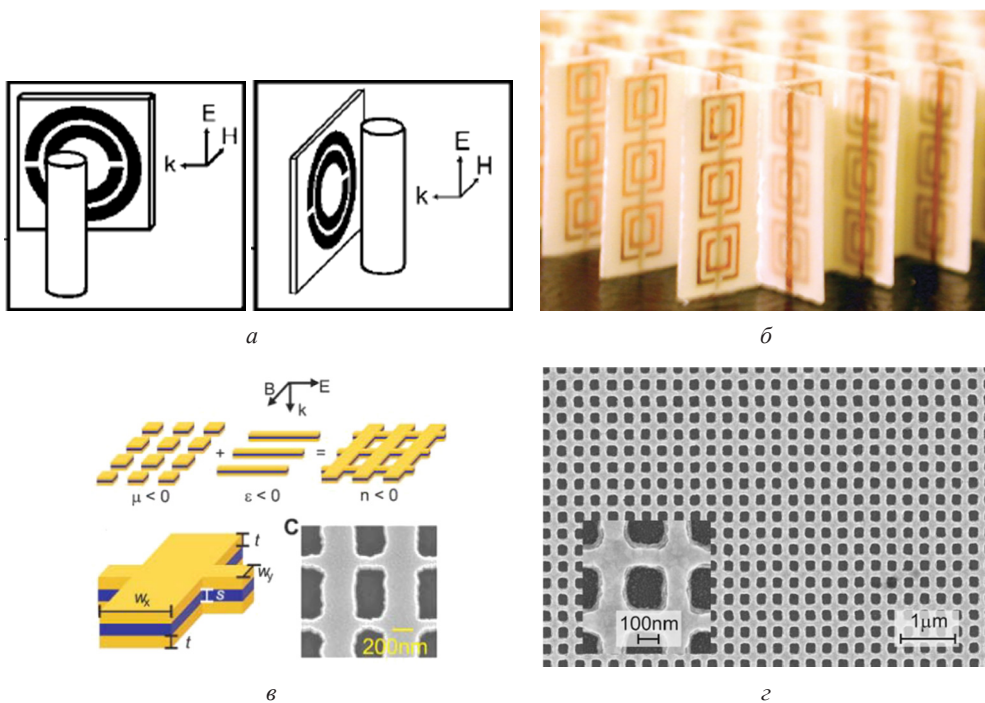


Рис. 1.4. Изображения метаматериалов с отрицательным показателем преломления:
a – первый метаматериал с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями [74]; *б* – метаматериал, впервые использованный для демонстрации отрицательного показателя преломления [75]; *в* – слоистая структура для получения отрицательного преломления в оптическом диапазоне [76];
г – СЭМ-изображение структуры с показателем преломления, отрицательным для излучения с длиной волны 780 нм [77]

отрицательная [70, 71]. Затем были исследованы частотно селективные поверхности, большинство из которых можно рассматривать как плоские метаматериалы.

Дж. Пендри с соавторами [72] в 1999 г. для создания искусственных сред с возможным отрицательным магнитным откликом предложили использовать разомкнутые кольцевые (split-ring) резонаторы, рассмотренные ранее в работе [73]. В 2000 г. Смит с соавторами [74] продемонстрировал кольцевые резонаторы и волноводные электропроводящие метаматериалы (рис. 1.4) с одновременно отрицательными диэлектрической (волноводные проводники) и магнитной (разомкнутые кольцевые проводники) проницаемостями.

Еще через год группа Смита спроектировала метаматериал и впервые использовала его для демонстрации отрицательного показателя преломления [75]. В 2006 г. другой группой исследователей это же явление продемонстрировано в оптическом диапазоне – с использованием слоистой структуры [76]. В 2007 г. той же группой спроектированы структуры, по-

казатель преломления которых отрицателен для излучения с длиной волны 780 нм [77].

Материалы с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями (и, следовательно, с отрицательным показателем преломления) были теоретически предсказаны В. Веселаго в 1967 г. [46]. В работе [78] отмечено, что ранее их возможность обсуждалась в статье Д. Сивухина [79], а затем в статьях П. Пафомова – в основном при рассмотрении эффекта Черенкова [80–82]. Взаимосвязь отрицательного преломления и отрицательной групповой скорости обсуждалась также в работах [83–86]. В статье К. Макдоналда [87] содержится обзор, в котором история изучения вопроса об отрицательной групповой скорости прослежена до таких ранних работ, как статьи Лэмба [88] и Лауэ [89]. Позже В. Веселаго [90] в числе пионерских публикаций в данной области назвал также работы Шустера [91] и Поклингтона [92].

В 2000 г. Дж. Пендри [47] пришел к выводу, что плоскопараллельная пластинка из материала с показателем преломления, равным -1 , будет действовать как идеальный объектив, не ограниченный дифракцией и, поэтому ее можно сфокусировать на сколь угодно малую точку. Такую пластинку стали называть суперлинзой. Потенциальная возможность использования суперлинз для визуализации, хранения данных и в литографии с тех пор является одним из основных факторов, стимулирующих исследования метаматериалов. После обоснования и экспериментального доказательства возможности отрицательного показателя преломления [51] и суперлинз [93, 94], продемонстрированных в микроволновом диапазоне, внимание ученых акцентировано на выявлении условий для наблюдения отрицательного показателя преломления для излучения видимого диапазона. Однако магнитный отклик кольцевых резонаторов [95] на оптических частотах невысок вследствие больших потерь в металлах; поэтому требуются структуры другого типа. Конструирование метаматериала с отрицательным показателем преломления эволюционировало от слоистых спаренных проводящих линий [96] к структурам типа «рыболовная сеть». Последние впервые теоретически предложили S. Zhang с соавторами в 2005 г. [97], а в статье [98], опубликованной в том же году, они сообщили об экспериментальном наблюдении обсуждаемого эффекта в метаматериалах такой структуры. G. Dolling с сотрудниками в работах [76, 77] сообщил о реализации метаматериала с отрицательным показателем преломления для излучения с длиной волны 780 нм. До настоящего времени все образцы материалов с отрицательным показателем преломления характеризуются такими высокими потерями, которые неприемлемы в большинстве практических приложений. Сложности в производстве метаматериалов, размеры структурных элементов которых должны быть одного порядка с длиной волны, также затрудняют наблюдение обсуждаемого эффекта для света в коротковолновом оптическом диапазоне.

1.2. Метаматериалы на основе спиральных элементов и их практическое применение

1.2.1. Использование спиральных элементов при конструировании сред с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей

Киральные элементы привлекли внимание исследователей в связи с фундаментальной проблемой так называемой левой среды – среды, диэлектрическая и магнитная проницаемости которой одновременно отрицательны.

В 1967 г. В. Веселаго [46] была выдвинута идея о возможности создания сред с отрицательным показателем преломления. Она обосновывалась следующим образом. Если материальные уравнения записать в виде $\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$, $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$, где $\mu_r \neq 1$, то система уравнений Максвелла для монохроматических электрического и магнитного полей, зависящих от времени в соответствии с функцией $e^{-i\omega t + ikz}$, имеет вид

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{E} &= i\omega \vec{B}, i[\vec{k} \vec{E}] = i\omega \vec{B}, i\frac{\omega}{c} n[\vec{n} \vec{E}] = i\omega \mu_0 \mu_r \vec{H}, \\ \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} n[\vec{n} \vec{E}] &= \mu_0 \mu_r \vec{H}, n[\vec{n} \vec{E}] = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \mu_r \vec{H}, \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{H} &= -i\omega \vec{D}, i[\vec{k} \vec{H}] = -i\omega \vec{D}, i\frac{\omega}{c} n[\vec{n} \vec{H}] = -i\omega \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}, \\ \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} n[\vec{n} \vec{H}] &= -\epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}, n[\vec{n} \vec{H}] = -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \epsilon_r \vec{E}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Тогда для плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси OZ и характеризующейся волновым вектором $\vec{k} = \frac{\omega}{c} n\vec{n}$, где $\vec{n}$ – единичный вектор, направленный в положительном направлении оси OZ , следует известное выражение для определения показателя преломления среды: $n^2 = \epsilon_r \mu_r$.

Если одновременно имеют место неравенства $\epsilon_r < 0$ и $\mu_r < 0$, то, чтобы выполнялись уравнения (1.1) и (1.2), нужно выбирать отрицательное значение $n = -\sqrt{\epsilon_r \mu_r}$. Тогда векторы $\vec{E}, \vec{H}$ и $\vec{k}$ образуют левую тройку векторов (рис. 1.5, а).

В такой среде фазовая и групповая скорости плоской волны направлены в противоположные стороны (плоская волна является обратной волной), что обуславливает необычную форму закона Снеллиуса (рис. 1.5, б):

$$\frac{\sin \psi}{\sin \varphi} = \frac{n_1}{n_2},$$

соответствующую преломлению волны под тупым углом при переходе в среду с отрицательным показателем преломления. Только в настоящее время

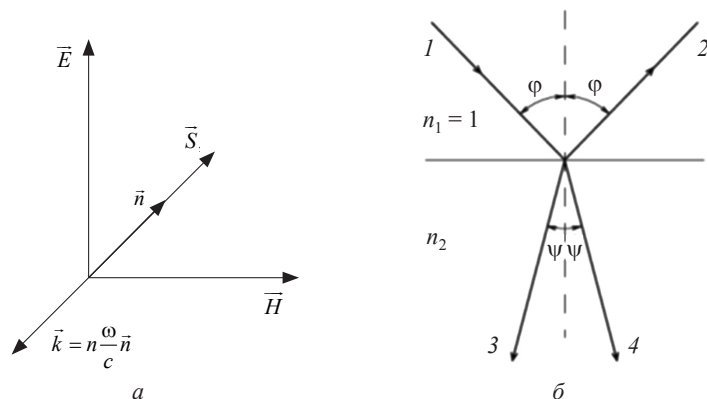


Рис. 1.5. Взаимная ориентация векторов, характеризующих плоскую электромагнитную волну в левой среде и при переходе границы раздела обычной и левой среды: *а* – взаимная ориентация векторов $\vec{E}$, $\vec{H}$, $\vec{S}$, $\vec{k}$ в волне, распространяющейся в левой среде; *б* – явления на границе раздела сред (лучи: 1 – падающий; 2 – отраженный; 3, 4 – преломленные при отрицательном и обычном преломлении соответственно)

в связи с прогрессом в области создания искусственных композиционных сред появилась возможность решения проблемы, поставленной Веселаго.

В работе [99] была предложена модель «левой среды», сконструированной из цилиндров, проводящие каналы в которых представляют собой винтовые линии. Такую среду, как известно, можно моделировать в виде совокупности прямолинейных проводников и разомкнутых колец [100]. В работе [101] сообщалось, что «левую среду» можно создать на основе элементов двух видов: запердельных волноведущих структур, работающих на частотах, которые меньше критической частоты для их основной волны, и обуславливающих отрицательную диэлектрическую проницаемость; одномерных киральных элементов в виде многозаходных спиралей, ответственных за отрицательную магнитную проницаемость, представляющих спиральные антенны с высоким коэффициентом усиления и состоящие из нескольких параллельно включенных и синфазно питаемых спиральных излучателей. Выявленное просветление запердельного волновода при помещении в него киральных образцов было связано с «формированием» в описанных условиях среды, у которой одновременно отрицательны диэлектрическая и магнитная проницаемости. В работе [102] рассматривалась задача дифракции на однородном круговом цилиндре, состоящем из «левой среды».

В работе [103] в терагерцовом диапазоне были численно исследованы электромагнитные свойства квадратных наноспиралей из золота в зависимости от их геометрических параметров. Был отмечен магнитный резонанс, амплитуда и положение которого изменялись при увеличении числа витков в наноспиральных. Если число витков в наноспиральных было больше трех, действительная часть магнитной проницаемости становилась отрицательной для волн, частота которых превышала 400 ТГц.

В статье [104] представлена геометрическая теория «плоской линзы», состоящей из изотропных киральных электромагнитных сред с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. Авторами этой работы проведен анализ фокусирующих свойств двухслойной пластины.

В работе [105] обоснована теоретически и продемонстрирована экспериментально в терагерцовом диапазоне (0,20–0,36 ТГц) возможность создания диэлектрических «левых» метаматериалов настраиваемого диапазона. Авторами указанной статьи были созданы модельные структуры, представляющие массивы немагнитных стержней из сегнетоэлектрика SrTiO. Магнитный отклик и его настройка достигаются путем влияния температуры на диэлектрическую проницаемость SrTiO, они определяются резонансным состоянием электромагнитного поля внутри стержней.

Авторами статьи [106] с учетом граничных условий рассмотрены частотные характеристики модельных устройств на основе киральных метаматериалов, которые формировались на диэлектрических подложках типа Mylar из микроразмерных Y-структур на основе Al в соответствии с технологией литографии. В указанной публикации приведены как результаты компьютерного имитационного моделирования, так и экспериментальные данные.

В работе [107] изучено отражение электромагнитных волн оптического диапазона в изотропных поглощающих и киральных непоглощающих средах. Показано, что на поверхности раздела киральной среды, характеризующейся высоким значением параметра киральности, и идеально проводящей плоскости имеет место необычное – отрицательное – отражение. В результате анализа полученных результатов авторами указанной статьи сделан вывод о фокусирующем действии такой проводящей плоскости на излучение, распространяющееся в среде с сильными киральными свойствами.

В работе [108] исследована возможность реализации отрицательного преломления в киральном композите, состоящем из смеси киральных и дипольных частиц. Показано, что отрицательное преломление может наблюдаться вблизи резонансной частоты киральных частиц. На этом основании предложено использовать резонансные киральные композиты для практической реализации отрицательного преломления в оптическом диапазоне и создания соответствующей суперлинзы.

В работе [109] предложен новый метод расчета эффективных материальных параметров двумерных решеток, который обоснован в результате исследования решетки из резонансных киральных рассеивателей, различающихся знаком киральности. Резонансные рассеивающие элементы имели вид полых цилиндров с проводящими электрический ток каналами в форме винтовой линии, которые локализованы на их поверхности. Установлено, что в узком диапазоне частот такая структура имеет свойства «левой среды», или среды Веселаго.

1.2.2. Использование спиральных элементов для маскировки объектов в результате волнового обтекания

После опубликования первой работы о метаматериалах с отрицательным показателем преломления стало понятно, что потенциальные возможности применения метаматериалов гораздо шире. В результате исследований с учетом возможности точного контроля электрических и магнитных свойств материала сформировалось новое научное направление – трансформационная оптика [110]. Наиболее заметным практическим приложением, соответствующим данной отрасли знаний, является проектирование маскирующих покрытий.

В настоящее время можно выделить два наиболее разработанных принципа маскировки, лежащие в основе разнообразных ее концепций и основанные [111]:

- на явлении волнового обтекания (рис. 1.6, *а*);
- на компенсации рассеяния (рис. 1.6, *б*).

Невидимость объекта, достигаемая вследствие волнового обтекания, обусловлена тем, что электромагнитные волны огибают объект, помещенный внутрь оболочки из метаматериала, не выходя из оболочки ни в каких других направлениях, кроме совпадающего с направлением падающего излучения, и не достигая объекта. Форма волнового фронта и распределение интенсивности восстанавливаются по выходу излучения из оболочки. Такая оболочка работает вне зависимости от свойств скрываемого объекта, поскольку в этом случае электромагнитные волны не достигают объекта.

Маскировка, основанная на компенсации рассеяния, заключается в том, что рассеяние от объекта и рассеяние от специального покрытия компенсируют друг друга, в итоге излучение проходит сквозь объект без искажения волнового фронта и распределения интенсивности. В этом случае при проектировании свойств разрабатываемого покрытия должны учитываться и свойства скрываемого объекта. Если объект поглощает излучение, для полной компенсации рассеянного поля требуется использование активных материалов или внутренних источников в покрытии.

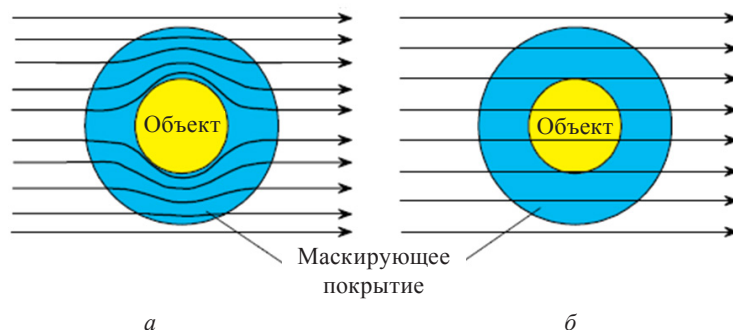


Рис. 1.6. Иллюстрация основных принципов маскировки объектов [111]:
а – вследствие волнового обтекания; *б* – в результате компенсации рассеяния

В основе трансформационной оптики лежит инвариантность уравнений Максвелла относительно координатных преобразований, которая имеет место при условии, что электромагнитные материальные параметры сред (как правило, тензоры диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей) при этом тоже преобразуются должным образом. Условие невидимости объекта в однородной среде (без покрытия) – его бесконечно малые размеры, так как любой объект конечного размера, конечно, рассеивает падающее на него излучение. Производя координатное преобразование, в результате которого точечный объект превращается в объект конечных размеров, можно обеспечить его невидимость, создавая нужное распределение ϵ и μ в прилегающем к нему пространстве [111].

Реализовать необходимое, рассчитанное с использованием математического аппарата трансформационной оптики распределение ϵ и μ по толщине покрытия, невозможно с применением доступных природных материалов: их свойства таковы, что не удастся обеспечить нужный набор значений материальных параметров. Для решения этой задачи необходимы метаматериалы, желаемые макроскопические свойства которых могут быть реализованы в результате синтеза массивов структурных элементов (частиц). Как правило, структурными элементами метаматериала являются резонансные металлические элементы. В зависимости от выбранного рабочего диапазона устройства это могут быть разомкнутые кольцевые резонаторы, канонические спирали, пары плазмонных частиц, плазмонные нанопровода и др. При создании устройств для работы в радиочастотном диапазоне метатомы – единичные элементы метаматериала – могут быть изготовлены также из диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью [111].

Первые экспериментальные маскирующие устройства в рамках трансформационной оптики были реализованы применительно к микроволновому диапазону [112, 113], позднее были предприняты попытки реализации устройств, предназначенных для работы в инфракрасном и видимом диапазонах. Приоритет в высказывании идеи и моделировании скрытия (в англоязычной литературе используется термин *cloaking*) методом волнового обтекания принадлежит Джону Пендри и его коллегам [114].

Для создания маскирующих покрытий средствами трансформационной оптики необходимы чрезвычайно высокоанизотропные и очень неоднородные метаматериалы с низкими оптическими потерями. Такие среды крайне сложно реализовать на практике. Поэтому разработчики вынуждены делать компромиссный выбор между идеальным распределением ϵ и μ и возможностью его практического воплощения. Этого компромисса можно достигнуть за счет перехода от условия полной невидимости к условию частичной видимости, например, ограничиваясь двумерной оптической маскировкой или отказываясь от некоторых других требований относительно невидимости, в частности таких, как сужение полосы частот, уменьшение размера маскируемых объектов и т. д. [111].



Рис. 1.7. Экспериментальный макет маскирующего устройства на основе канонических спиралей [113]

В работе [113] предложено двумерное маскирующее устройство на основе канонических спиралей, показанных на рис. 1.7.

Каноническая спираль представляет собой разомкнутое кольцо с двумя отрезками проволоки на обоих краях зазора, перпендикулярными плоскости кольца. Требуемое сочетание материальных параметров может быть достигнуто одновременно для ϵ и μ при использовании только одного вида элементов – спиралей. Индуцируемый в спирали ток порождает электрический диполь (обусловлен прямым проводом) и магнитный диполь (обусловлен кольцом). Маскирующее устройство разделено на концентрические цилиндрические области (слои), содержащие включения из канонических спиралей. Необходимое радиальное изменение диэлектрической проницаемости в данном маскирующем устройстве обеспечивается посредством изменения плотности расположения спиралей с одинаковыми геометрическими параметрами по мере удаления от центра маскирующего устройства, в отличие от более ранних устройств, в которых использовались включения из резонансных элементов с разными параметрами. При использовании спиралей одинаковых размеров изготовление маскирующего устройства упрощается.

Для обеспечения надежной работы маскирующего устройства в свободном пространстве необходимо компенсировать паразитный (в рассматриваемом случае) параметр метаматериала на основе спиралей – киральность, характеризующую магнитную поляризацию единичного объема метаматериала электрическим полем и его электрическую поляризацию магнитным полем. Компенсация киральности достигается использованием в маскирующем устройстве равного числа право- и левовинтовых спиралей. Такое двумерное маскирующее устройство выполняет функциональное назначение в случае небольших по высоте цилиндрических объектов, на которые падают волны, распространяющиеся в горизонтальной плоскости. Тем не менее, оно облада-

ет преимуществом перед большинством других двумерных маскирующих покрытий – скрывает объект при его облучении волнами как TE -, так и TM -поляризации и является простым в изготовлении.

В работе [113] в качестве маскируемого объекта был выбран металлический цилиндр диаметром 3 см и высотой 1 см. Моделирование и эксперимент для цилиндра без маскирующего покрытия и цилиндра с маскирующим устройством производились на частоте 8 ГГц. Результаты эксперимента, реализованного в плоскопараллельном волноводе, представлены на рис. 1.8.

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод о частичном скрытии объекта. Несмотря на то, что уменьшить долю отраженного излучения с использованием маскирующего устройства не удастся, область тени за цилиндром, помещенным в центре маскирующего устройства, оказывается существенно меньше тени цилиндра, не защищенного маскирующим устройством. Кроме того, наблюдается практически полное восстановление фронта электромагнитной волны позади замаскированного цилиндра, а усиления

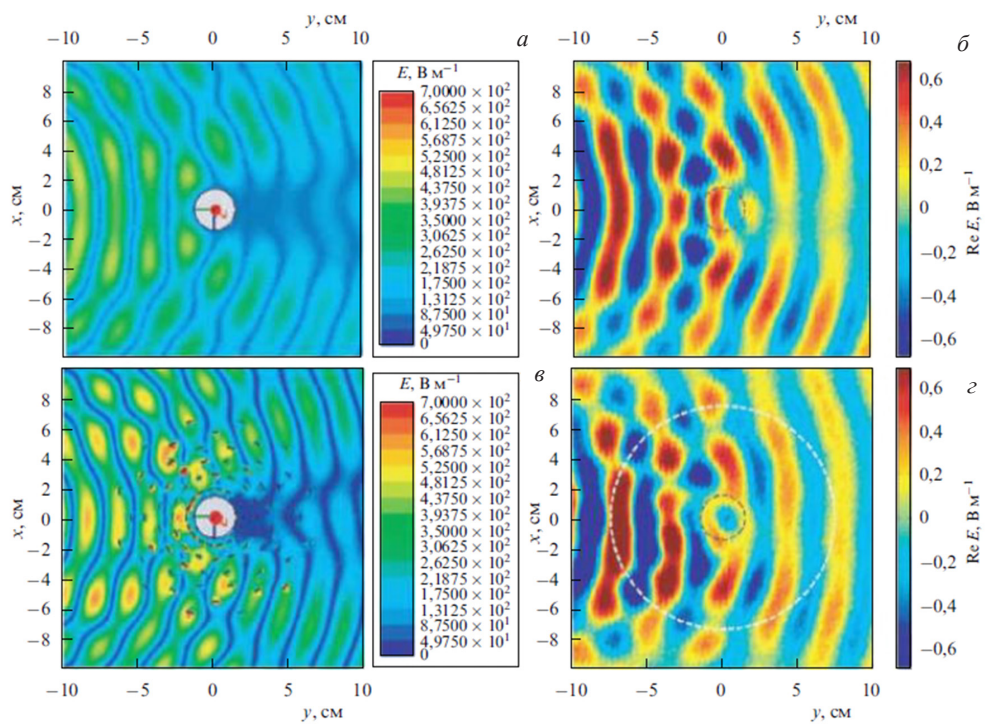


Рис. 1.8. Результаты численного моделирования амплитуды электрического поля в условиях облучения медного цилиндра [113]: a – без маскирующего устройства; b – с маскирующим устройством на основе спиралей; v – результаты измерения вещественной части амплитуды напряженности электрического поля для металлического цилиндра без маскирующего устройства и z – со спиральным маскирующим устройством; темной штриховой окружностью обозначена поверхность цилиндра, светлой штриховой окружностью – внешняя граница маскирующего устройства; серый круг на фрагментах a и v – поперечное сечение цилиндра

отраженного сигнала, предсказанного на основе результатов численного моделирования при наличии маскирующего устройства, экспериментально не наблюдается. Для повышения эффективности рассматриваемого маскирующего устройства необходимо увеличить концентрацию канонических спиралей в каждом слое.

Наиболее полный обзор работ по проблеме электромагнитной маскировки материальных тел методом волнового обтекания содержится в статьях [111, 115]. Авторами этих работ описаны эксперименты, в которых доказана осуществимость данного метода маскировки, рассмотрены особенности расчета профилей маскирующих оболочек, перечислены основные достижения и отмечены нерешенные задачи.

Киральные элементы перспективны при решении задач маскировки. Задачу волнового обтекания можно попытаться решить с использованием резонаторов, изготовленных в виде цилиндрических спиралей. Варьируя концентрацию таких элементов в каждом слое маскирующей оболочки, можно изменять значения диэлектрической и магнитной проницаемостей. Если при этом попарно комбинировать правую и левую спирали и таким образом компенсировать киральные свойства оболочки, то прошедшая волна всегда должна оставаться линейно поляризованной. Это обстоятельство значительно упрощает расчет при разработке и создании структур, в отношении которых возможна реализация волнового обтекания. Чтобы такая структура являлась не отражающей или слабо отражающей, необходимо использовать спирали со специально выбранными параметрами, при которых подавляется или сильно ослабляется отражение нормально падающей волны.

1.2.3. Метаматериалы на основе элементов спиральной формы и их практические приложения

Изучение трехмерных киральных метаматериалов обусловило возникновение новых физических явлений: наблюдения гигантской оптической активности [116]; открытия нового класса метаматериалов с отрицательным показателем преломления [117, 118].

Так как метаматериалы имеют уникальные электродинамические свойства: отрицательное преломление [119–122]; сверхвысокое пространственное разрешение, обусловившее создание суперлинзы [47]; волновое обтекание, применимое для скрытия объектов [111]; отрицательное световое давление [123] и другие, – интерес к их исследованию продолжает расти.

Исследования оптически активной среды как возможной основы для реализации отрицательного показателя преломления, были произведены в 1981 г. в работе Б. В. Бокутя, В. А. Гвоздева, А. Н. Сердюкова [124], которые в ней впервые обосновали, что при достаточно большом циркулярном двулучепреломлении показатель преломления может быть отрицательным для одной из циркулярно поляризованных мод. В работах [125, 126] С. А. Третьяков с кол-

легами и независимо от них Пендри [127] установили перспективность оптически активных сред для реализации отрицательного преломления и применения в качестве суперлинзы для циркулярно поляризованных волн.

В настоящее время разработан ряд искусственных киральных элементов (разомкнутые кольцевые резонаторы, перекрестные резонаторы [128], перекрученные розетки, U-образные резонаторы), которые применяются для создания метаматериалов с отрицательным показателем преломления [129]. Создание новых метаматериалов сопровождается их всесторонним исследованием и выявлением возможных практических приложений. В частности обоснована возможность использования метаматериалов, сконструированных на основе металлических элементов, для переключения магнитных и электрических резонансов без изменения частоты – посредством изменения азимута поляризации падающего излучения на 90° [130].

Интерес к планарным метаматериалам связан с возможностью их применения при создании устройств, предназначенных для вращения плоскости поляризации, и циркулярных поляризаторов [131–133]. Резонансы высокой добротности, улавливающие энергию на поверхности метаматериала, были обнаружены в результате асимметричного структурирования [134]. Механизм их формирования связан с антисимметричными колебаниями тока, которые могут приводить также к состоянию прозрачности метаматериала, аналогичной прозрачности, индуцированной электромагнитным полем [135, 136]. Возможность создания на основе плоского метаматериала устройства, способного генерировать лазерное излучение, рассматривалась в статьях [137, 138]. В работе [139] сообщалось о реализации направленно асимметричного распространения излучения через двумерный киральный метаматериал.

Особый интерес вызывают искусственные метаматериалы, сконструированные с использованием элементов-спиралей, в свойствах которых обнаруживается сходство с природными спиралевидными объектами типа ДНК.

1.2.3.1. Метаматериалы спиральной формы

Как указано в подразделе 1.3, в течение длительного времени, начиная с конца XIX в. до начала XX в., изучались электромагнитные и оптические свойства структур винтовой формы. В 1920 г. К. Линдман исследовал изотропные искусственные киральные среды, изучая массивы случайно ориентированных металлических спиралей размером меньше длины волны [140].

Известный принцип масштабирования был использован для изучения спиралей в работе [141], в которой оптическая активность ориентированных медных спиралей была исследована экспериментально.

Оптическая активность и круговой дихроизм являются хорошо известными эффектами в области оптики и электродинамики. В настоящее время представляет интерес изучение микроразмерных спиралей в связи с возможностью их применения в качестве элементов метаматериала и в целях изучения

его свойств – теоретически, экспериментально и посредством компьютерного моделирования.

В работе [142] показано, что золотая спираль микроскопических размеров может выполнять функции кругового поляризатора в широком частотном диапазоне. Этот эффект фильтрации циркулярно поляризованной моды имеет место при распространении волны вдоль оси спирали.

В работе [143] с помощью компьютерного моделирования показано, что частотный диапазон, в котором возможно проявление кругового дихроизма в наноматериале, можно увеличить почти в 2 раза с использованием двухцепочечных спиралей. В работе [144] показано, что оптимальной является двухцепочечная конфигурация спирали; при увеличении количества нитей в спирали (до трех, четырех и более) диапазон проявления дихроизма наноструктурами не расширяется. Эти выводы справедливы и в случае распространения волн вдоль оси спирали.

В работе [145] показана возможность конструирования метаматериалов, не проявляющих оптической активности, посредством соединения в единой структуре металлических спиралей с разной киральностью. Отрицательные диэлектрическая или магнитная проницаемости такого метаматериала может быть реализована в условиях чисто электрических или магнитных резонансов, индуцированных в спирали падающим линейно поляризованным светом.

1.2.3.2. Молекулы спиральной формы

Наряду с искусственными спирально структурированными системами представляют интерес и природные объекты аналогичного строения.

Спиральная форма является одной из самых распространенных конформаций, характерных для жизненно важных молекул. Молекулы таких веществ, как дезоксирибонуклеиновая кислота (ДНК), рибонуклеиновая кислота (РНК), белки (их вторичная структура), пептиды, коллаген и других имеют спиральную форму, целесообразность которой очевидна. Очень длинные молекулы, свернутые в спираль, компактны и очень эффективно организованы в пространстве. Другая особенность длинных молекул, обусловленная их спиральной формой, заключается в высокой их доступности для связи с окружающими белками, что имеет большое значение, например, при транскрипции и репарации ДНК.

Большинство спиральных молекул имеет высокую киральную чистоту. Например, В-ДНК преимущественно встречается в природе в варианте правовинтовой конформации; то же характерно для вторичной структуры белков. Происхождение киральной чистоты спиральных молекул до настоящего времени остается без достаточно обоснованного научного объяснения. Высказывается гипотеза о причинной обусловленности киральной чистоты винтовым движением электронов в атомах, происходящим под действием так называемых Z-сил слабого взаимодействия [146].

Макромолекула В-ДНК – типичный пример двойной спирали. Двойная спираль ДНК (иное ее название – двухцепочечная форма В-ДНК) была обнаружена Джеймсом Уотсоном и Фрэнсисом Криком в 1953 г. [147]. В структуре молекулы ДНК были найдены четыре основания: аденин (А), цитозин (С), гуанин (G), тимин (Т). В результате прикрепления их к сахарам/фосфатам формируется законченный нуклеотид. В водной среде клетки конъюгированные π -связи нуклеотидных оснований выстраиваются перпендикулярно оси молекулы ДНК; при этом минимизируется их взаимодействие с сольватной оболочкой.

ДНК встречается в природе в трех основных формах – А, В, Z (рис. 1.9). Молекулы А- и В-ДНК правовинтовые, а молекула Z-ДНК левовинтовая. Так как наиболее распространенной для большинства живых существ является В-конформация ДНК, далее рассмотрим только В-ДНК и, опуская в обозначении указание типа конформации, будем использовать аббревиатуру ДНК.

Макромолекула ДНК сформирована из двух спиральных цепей (рис. 1.10), завитых с шагом, равным 3,4 нм, и радиусом витка 1,0 нм вокруг общей оси [147]. По данным другого исследования [148], полученный при измерении в определенном растворе диаметр цепи ДНК варьирует от 2,2 до 2,6 нм, а шаг – в пределах $(3,34 \pm 0,10)$ нм. Такая структура молекулы ДНК характерна для всех биологических видов. Так как посредством ДНК обеспечиваются хранение, передача из поколения в поколение, реализация генетической программы развития и функционирования живых организмов, а также все большее распространение получает генная инженерия, то актуальность проблемы точного определения геометрических размеров и параметров ДНК повышается.

Хотя длина каждого из повторяющихся звеньев цепи очень мала, полимеры ДНК могут быть очень крупными молекулами, содержащими миллионы нуклеотидов. Например, крупнейшая хромосома человека состоит приблизи-

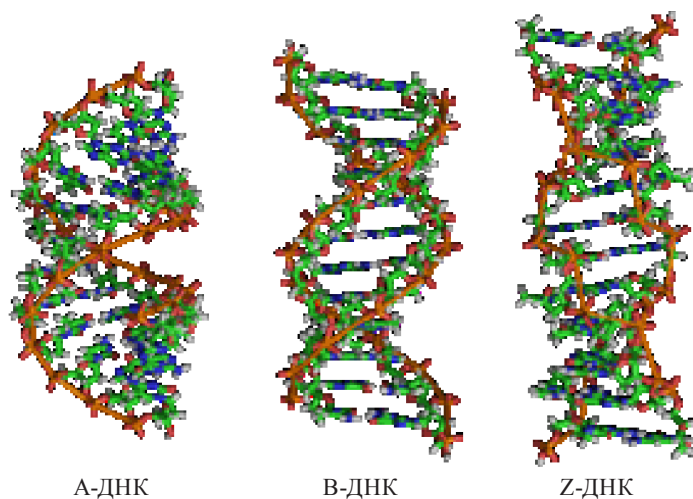


Рис. 1.9. Конформационная структура молекул ДНК [149]

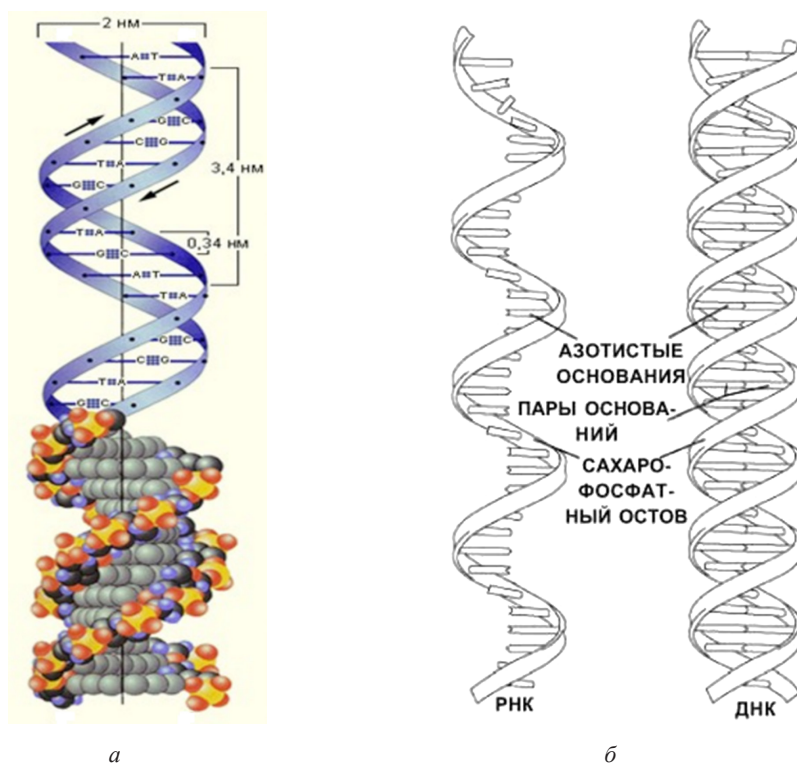


Рис. 1.10. Схематическое изображение фрагмента молекулы ДНК (а) и спиральных макромолекул (б)

тельно из 220 млн пар оснований [150]. Это означает, что ДНК можно рассматривать как макромолекулу и, следовательно, к ней применимы принципы классической электродинамики.

1.3. Методы изготовления метаматериалов

Уникальность свойств метаматериалов и перспективность их практического применения обусловили разработку методов и технологических процессов их конструирования и изготовления. Выделим в отдельные группы методы, базирующиеся на использовании природных структурных элементов (таких как ДНК), и методы, основанные на создании искусственных материалов, составленных из повторяющихся в заданном порядке структурных элементов. Рассмотрим кратко их суть и характерные особенности.

1.3.1. Нанотехнологии на основе ДНК

Нанотехнологии на основе ДНК (англ. термин «DNA nanotechnology») – разработка и изготовление искусственных структур из нуклеиновых кислот для технологического использования. В этой технологии нуклеиновые кисло-

ты используются не в качестве носителей генетической информации в живых клетках, а как конструкционный материал, что обуславливает причисление ее к бионанотехнологиям.

Технология на основе ДНК базируется на строгих правилах спаривания оснований нуклеиновых кислот, в соответствии с которыми возможно формирование прочной жесткой структуры двойной спирали только при связывании вместе таких частей нитей, которые дополняют друг друга, или, иными словами, – в результате формирования комплементарных последовательностей оснований. В соответствии с этими правилами имеется потенциальная возможность проектирования последовательности оснований и выборочной сборки сложной структуры с точно настроенными наноразмерными компонентами и заданными свойствами.

В 1987 г. Надрианом Симаном и его коллегами [151] впервые была предложена идея использования массивов ДНК в сочетании с другими функциональными молекулами для создания проектированных искусственных структур в технологических целях. Данная идея основана на особенностях молекулярного распознавания ДНК и других нуклеиновых кислот.

В нанотехнологии на основе ДНК решается задача рациональной локализации наборов нитей ДНК – такой, чтобы желаемые участки каждой нити с правильным позиционированием комбинировались в прогнозируемую целостную структуру.

Хотя эту научную область обычно называют «нанотехнологии на основе ДНК», ее базовые принципы в равной степени относятся и к технологиям конструирования материалов на основе других нуклеиновых кислот, таких как РНК и пептидо-нуклеиновые кислоты (ПНК). Информация о создании таких структур приведена в работе [152]. Поэтому название «нанотехнологии на основе ДНК» можно считать условным.

Особенность, отличающая нуклеиновые кислоты от иных материалов и делающая их удобными для построения наноструктур, состоит в том, что возможность сцепления между фрагментами двух молекул нуклеиновых кислот определяется хорошо изученными простыми правилами спаренных оснований. Эта особенность не свойственна другим материалам, например наночастицам, для которых управляемая самосборка невозможна.

Один из простейших компонентов разветвленных сборок – узел из четырех отдельных нитей ДНК, части которых комплементарны в определенной схеме. Наиболее прочным структурным элементом, который может быть основным при конструировании протяженных двумерных и трехмерных объектов, является, прежде всего, так называемый DX-массив (double-crossover) – две двойные спирали с двумя пересечениями (четырёхсвязными узлами). С использованием данных элементов были созданы такие статические структуры, как дву- и трехмерные кристаллические решетки, многогранники и объекты произвольной формы, нанотрубки, а также структуры функционального назначения – молекулярные машины и ДНК-компьютеры.

Для сборки указанных структур используются разные способы: плиточное структурирование, когда плитки собираются из более мелких структур; метод перемещения пряди, с использованием которого создают динамически перестраиваемые структуры; метод ДНК-оригами, применяемый при конструировании складывающихся структур, и др.

Многие работы, авторами которых использован метод ДНК-оригами, опубликованы в течение последних двух десятилетий [153–158]. На рис. 1.11,

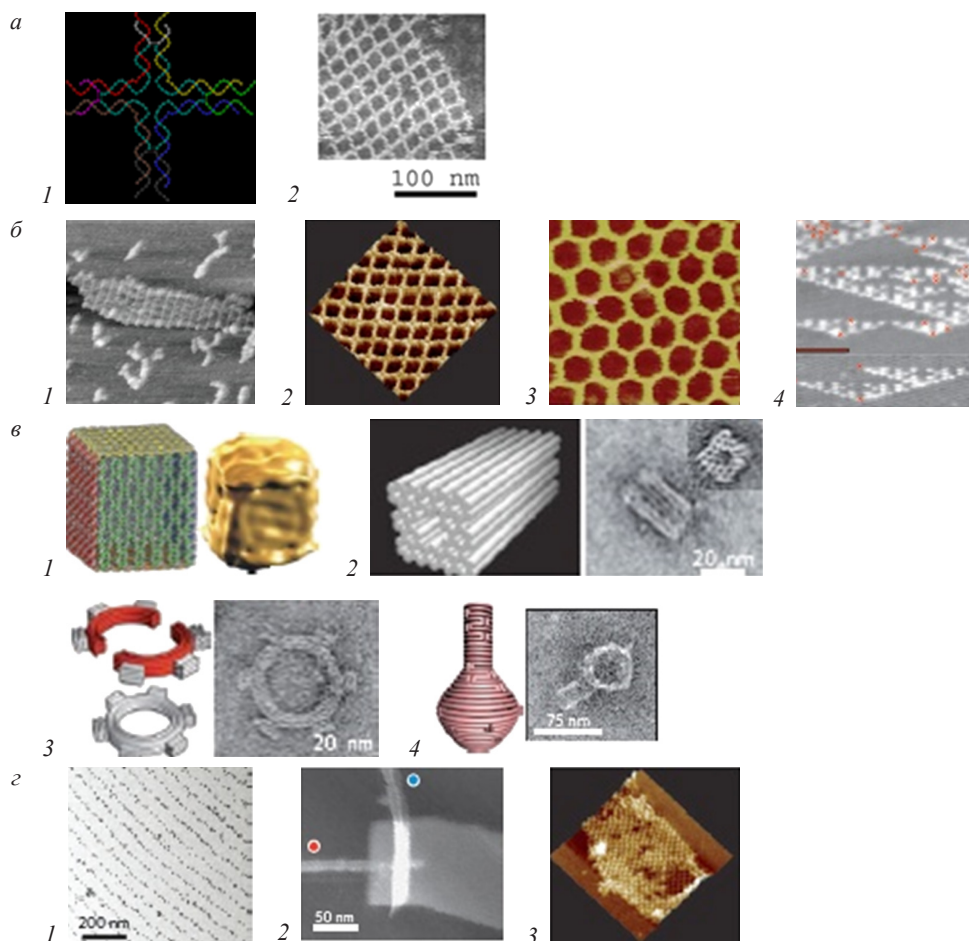


Рис. 1.11. Примеры объектов структурной ДНК нанотехнологии [157]: *а* (1 – модель плитки из ДНК, используемая для создания другой двумерной периодической решетки; 2 – АСМ-микрофотография собранной решетки); *б* – периодические массивы ДНК (1 – DX-массив плитки; 2 – массив плитки размерами 4×4 ; 3 – массив плитки в виде трехточечных звезд; 4 – DX-массив плитки, созданной в результате алгоритмической сборки на основе треугольника Серпинского); *в* – трехмерные ДНК-оригами: пара изображений (1 – полый бокс; 2 – многослойная квадратная гайка; 3 – зубчатые шестерни; 4 – наноколба); *г* – ДНК наноструктуры, состоящие из гетероэлементов (1 – DX-массив плитки для организации массивов наночастиц золота; 2 – ДНК-оригами для сборки углеродных нанотрубок; 3 – структура белка биотин-стрептавидина в форме плитки размерами 4×4)

скомпонованном на основе иллюстраций из работы [157] и других, иллюстрированы некоторые достижения в этой области. Ряд трехмерных молекул ДНК синтезирован в структуре полиэдра, например, куба или октаэдра [157, 158].

Метод нанотехнологии на основе ДНК – один из немногих способов формирования сложных структур заданной геометрии с точным контролем наноразмерных особенностей, чем обусловлены потенциально его разнообразные приложения. Данное научное направление имеет широкие перспективы для поиска способов практического разрешения важных проблем в структурной биологии и биофизике, включая инженерные.

Одно из возможных приложений относится к области кристаллографии и связано с организацией и ориентированием в трехмерной решетке нуклеиновой кислоты таких молекул, которые трудно кристаллизуются самостоятельно; в результате исследования таких структурированных объектов возможно определение структуры молекул. Стержни ДНК-оригами были использованы также для замены жидких кристаллов в экспериментах по обнаружению остаточных дипольных соединений в белках методом ЯМР-спектроскопии.

Было высказано предположение, что способность массивов из молекул нуклеиновых кислот к организации других молекул может применяться в электронике – при создании элементов молекулярных масштабов. При этом сборка молекулярных электронных элементов (таких, как молекулярные провода) будет происходить одновременно со сборкой решетки из молекул нуклеиновых кислот [154]. Предполагается также, что наноструктуры на основе молекул нуклеиновых кислот могут быть приняты за основу при разработке способов управления размещением наноразмерных компонентов в общей композиционной схеме.

Потенциальные приложения нанотехнологий на основе ДНК в наномедицине связывают с возможностью производства вычислений в биосовместимом формате и возможностью производства так называемых умных лекарств и их локальной доставки в зону терапевтического воздействия. Одна из таких систем была исследована с использованием полых боксов на основе ДНК, содержащих белки, которые вызывают гибель раковых клеток; такие боксы должны открываться, только приблизившись непосредственно к раковой клетке [159].

1.3.2. Методы создания искусственных киральных материалов и метаматериалов

Наряду с нанотехнологиями на основе ДНК на протяжении последних 20 лет совершенствовались методы изготовления новых искусственных киральных, спирально-структурированных материалов и метаматериалов разных типов.

Как уже указывалось ранее, концепция киральности с начала XIX в. сыграла важную роль в химии [7, 160, 161], оптике [162, 163] и физике элементарных частиц [164].

В 1811 г. Араго [4] обнаружил, что кристаллы кварца вращают плоскость поляризации линейно поляризованного света и, следовательно, являются оптически активными. Вскоре после этого Био [5, 165–167] обнаружил, что оптическая активность не только характерна для кристаллических твердых тел, но и проявляется в других средах, таких как скипидар и водный раствор винной кислоты. Эти открытия обусловили поиск решения фундаментальной проблемы определения основной причины оптической активности. В 1848 г. Луи Пастер [7], ученик Био, постулировал, что оптическая активность среды обусловлена киральностью ее молекул.

Таким образом, Пастер стал основоположником стереохимии. В 1920 и 1922 г. Линдман [168, 169] разработал макроскопическую модель оптической активности, в которой вместо света использовались микроволны, а вместо киральных молекул – проволоочные спирали. Обоснованность данной модели была проверена Пикерингом [170].

Как отмечено в подразделе 1.3, искусственные среды, составленные из множества беспорядочно ориентированных коротких проводов, скрученных в спираль и вложенных в фиксирующую их среду, еще в 1914 г. исследовал Линдман [69]. В микроволновом диапазоне Линдман и Пикеринг получили результаты, аналогичные собранным в оптическом диапазоне.

В последние несколько десятилетий в связи с прогрессом в области технологий разработаны новые искусственные киральные, спирально-структурированные материалы и метаматериалы, в том числе планарные и объемные. На ранних этапах исследования искусственные киральные материалы обычно получали посредством включения случайно ориентированных проводящих киральных объектов в подложку. В дальнейшем – с развитием технологий и в зависимости от диапазона длин волн, для которого предназначались образцы, – использовались различные способы изготовления метаматериалов.

В настоящее время известно достаточно большое число методов получения метаматериалов и способов их реализации. С одной стороны, это обусловлено разнообразием метаматериалов и их свойств, а с другой – способствует расширению ассортимента материалов данного класса, созданию новых уникальных образцов.

Основные требования, которым должны соответствовать методы получения метаматериалов, следующие:

- получение метаматериала контролируемого состава с воспроизводимыми свойствами;
- обеспечение временной стабильности метаматериалов, в первую очередь защиты поверхности элементов от самопроизвольного спекания и окисления в процессе изготовления;
- получение метаматериалов из элементов определенных размеров, при этом распределение элементов по размерам, при необходимости, должно быть достаточно узким;
- высокая производительность и экономичность.

Необходимо отметить, что в настоящее время не существует метода, который в полной мере соответствует всей совокупности требований.

В зависимости от цели изготовления и назначения образца, а также от используемого диапазона длин волн применяют различные технологии изготовления метаматериалов, каждая из которых имеет свои преимущества и недостатки.

Вблизи границ терагерцового и оптического диапазонов технологии изготовления метаматериалов во многом пересекаются с нанотехнологиями. Для формирования микро- и наноразмерных объектов на подложках применяются:

- методы, основанные на химических, фото- и плазмохимических процессах, реализуемых в вакуумных устройствах и из газовой фазы;
- электрохимические методы; анодирование и травление; литография;
- эпитаксия;
- полимерные резисты и процессы их травления;
- мониторинг роста тонких плёнок (при изготовлении планарных образцов);
- размерная обработка и др.

Существует технология получения структурированных материалов, в которой в результате самосборки или каталитических химических реакций реализуется укрупнение исходных элементов структуры (атомов и молекул) до частиц нанометрового размера. Например, в процессе формирования живой ткани под действием ферментов, являющихся биологическими катализаторами, аминокислоты собираются в определенную последовательность.

Автоматизированную технологию производства киральных материалов для микроволнового диапазона одними из первых предложили ученые университета Стелленбош (ЮАР) [171].

В работе [172] предложен способ изготовления метаматериала на основе формирования на пластинах-носителях защитных слоев, на которых формируют, последовательно чередуя между собой, уровни резонансных структур и слои диэлектрика соответственно, затем отделяют сформированные последовательно чередующиеся между собой уровни резонансных структур и слои диэлектрика с защитными слоями от соответствующих пластин-носителей и соединяют последовательно методом монтажа с помощью меток совмещения, расположенных в каждом уровне резонансных структур.

Способ изготовления метаматериала, основанный на технологии поверхностной и объемной микрообработки с использованием «жертвенного» слоя, предложен в работе [173]. Изготовление метаматериала реализуется в результате следующей последовательности операций: формирования на двух кремниевых пластинах-носителях «жертвенного» слоя – хрома, резонансных структур первого и второго уровней соответственно, методами микрообработки, формирование полимерных колец, отделение полимерных колец с регулярными резонансными структурами травлением «жертвенного» слоя от кремниевых пластин-носителей, совмещение и сборку резонансных структур первого и второго уровней через слой диэлектрика.

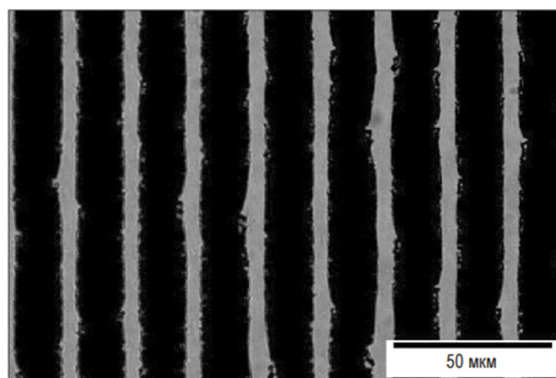


Рис. 1.12. Микрофотография поляризатора в проходящем свете

В работе [174] описаны результаты формирования метаматериалов в виде решеток из резонансных и широкополосных планарных элементов методом прямой лазерной гравировки металлизированной полимерной плёнки. В работе использовался лазерный гравёр Laser Graver LG 10F15, предназначенный для обработки термочувствительной плёнки в целях формирования фотошаблонов, в режиме, при котором обеспечивается запись с максимальным разрешением. Результат формирования прямолинейных полос методом абляции алюминированного лавсана представлен на рис. 1.12.

Композиционный материал, полученный из сложенных в стопу простых структур, описанных в работе [174], может иметь отрицательный показатель преломления и составить основу трехмерных метаматериалов. Авторами указанной статьи акцентирована возможность применения таких материалов для изготовления поляризаторов и полосовых фильтров субмиллиметрового диапазона длин волн.

В настоящее время признаны перспективными для реализации отрицательного показателя преломления в оптической области спектра метаматериалы в виде сетчатых серебряно-диэлектрических структур, которые формируют с использованием термической поляризации стекол – термообработки стекла в постоянном электрическом поле с последующим охлаждением при наличии поля (в англоязычной литературе для ее обозначения используется термин «poling»). В работе [175] предложен метод формирования таких метаматериалов на основе серебросодержащих стекол. Суть метода состоит в процедуре полинга серебросодержащих стекол с использованием электрода с рельефным рисунком, располагаемого на контактной поверхности. При термообработке поляризованных стекол в атмосфере водорода на поверхности стекла образуется серебряная плёнка, которая повторяет рельеф электрода. Рисунок электрода и глубина модуляции его рельефа определяют геометрические параметры создаваемой на поверхности стекла регулярной сетчатой структуры серебряных наноплёнок. Такие структуры могут иметь вид сплошной плёнки с отверстиями или системы дисков; при этом характерный размер

элементов периодической структуры не превышает 500 нм, а толщина плёнок может достигать 30 нм. Складывая полученные структуры в стопу, можно получать двухслойные метаматериалы.

Экспериментальные исследования по полингу стекол производились в целях создания поверхностных слоев и демонстрации их нелинейных оптических свойств (электрооптического эффекта Поккельса, генерации второй гармоники и др.) [176] как подтверждения анизотропности материала в слое.

Объяснить возникновение нелинейных оптических свойств можно тем, что в стеклообразном материале разрушается центральная симметрия (изотропия) и в этих слоях появляется полярная ось, существующая благодаря так называемому замороженному электрическому полю. Это поле возникает благодаря смещению заряженных частиц (ионов, заряженных дефектов) стекла в сторону катода под действием постоянного электрического поля, приложенного при высокой температуре [177–179]. После охлаждения образца эти частицы не могут вернуться в исходное положение из-за низких коэффициентов диффузии при комнатной температуре, а также частичной компенсации дефицита заряда в поляризованном слое ионами водорода, которые поступают из атмосферы в виде ионов гидрония H_3O^+ [180].

Перспективными метаматериалами являются также гиперболические среды – одноосные материалы, для основных компонентов которых знак диэлектрической проницаемости различен. Примером успешной реализации таких материалов в оптическом диапазоне частот является создание среды из металлических нанопроводов, сформированных в результате заполнения металлом диэлектрических пористых матриц.

В обзорной статье [181] на основании анализа результатов исследований различных авторов рассмотрен процесс изготовления диэлектрических матриц со встроенной упорядоченной структурой на основе Al_2O_3 (нанопористой матрицы на основе анодированного оксида алюминия (АОА)) с использованием метода анодирования, а также дано описание процесса заполнения таких матриц металлами – с применением метода электрохимического осаждения. Методом электрохимического осаждения были успешно получены массивы нанопроводов из разных металлов (рис. 1.13): Au и Ag [182–187], Ni [188], Co [189], Cu [190], Pd [191].

Одним из самых распространенных методов, применяемых для получения наноструктур и метаматериалов, является литография. Типичные технологические этапы процесса литографии:

- очистка подложки;
- формирование маски из резиста – органического материала, чувствительного к воздействию какого-либо высокоэнергетического излучения (оптического, рентгеновского, потока ионов или электронов): нанесение на подложку, сушка;
- экспонирование;
- проявление;

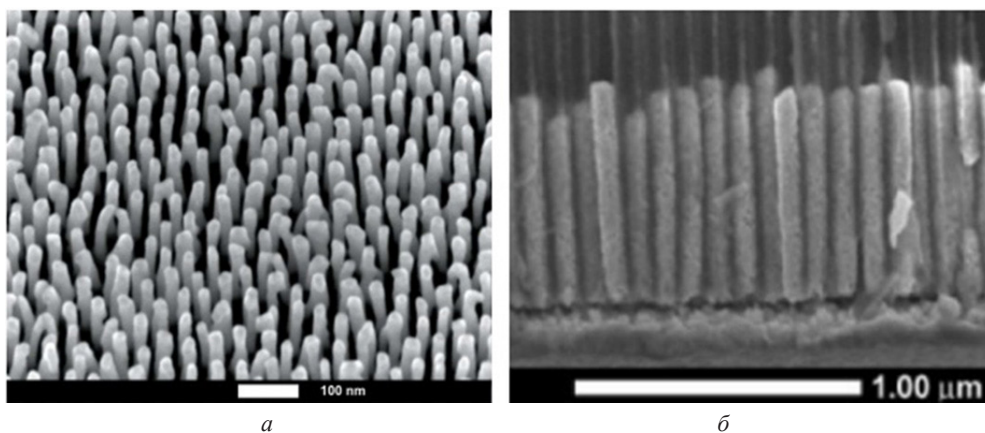


Рис. 1.13. Фотоизображения образцов, полученные с использованием сканирующего электронного микроскопа: *а* – массив свободстоящих нанопроводов из золота, полученный после удаления нанопористой матрицы АОА и заполнения пор золотом [184]; *б* – скол нанопористой матрицы АОА, заполненной золотом [183]

- травление;
- удаление резиста.

Тип используемого воздействия во многом определяет все этапы литографического процесса, включая выбор материалов и схем оптических систем, требования к маскам, подложкам и т. д. Поэтому классификацию литографических методов обычно производят именно по этому параметру и различают такие виды (методы) литографии, как:

- оптическая;
- электронно-лучевая;
- ионно-лучевая;
- без применения излучения (печатная).

Оптическая литография получила широкое распространение при изготовлении вычислительной техники на основе элементов полупроводниковой электроники. Метод основан на облучении резиста излучением с длиной волны от 1 до 1000 нм.

Методы оптической литографии классифицируются также по применяемой схеме контроля освещенности: различают схемы с различным взаимным расположением маски и резиста, а также схемы проекционирования с использованием дополнительных оптических систем.

Электронная литография может производиться как в результате последовательного формирования топологического рисунка на слое резиста сфокусированным единичным электронным лучом, так и посредством одновременной проекции всего рисунка. Такие же способы формирования рельефного рисунка используются и в ионной литографии.

Таким образом, выделяют схемы контактной, бесконтактной и проекционной литографии.

Трехмерная лазерная литография основана на двухфотонном поглощении света фоточувствительным веществом и применима для создания трехмерных микроструктур с пространственным разрешением до 100 нм. При фокусировке светового пучка фемтосекундного лазера в объеме прозрачного фоточувствительного материала в области, прилежащей к фокусу применяемой оптической системы, происходит полимеризация, обусловленная нелинейным поглощением света. Этот же принцип лежит в основе работы конфокального лазерного сканирующего микроскопа, в котором трехмерное изображение образца формируется в результате последовательного сканирования его слоев. В трехмерной лазерной литографии светочувствительный материал сканируют, перемещая световой пучок и производя его фокусировку по заданной программе, обеспечивая при этом формирование трехмерных структур произвольной формы. В результате сочетания конфокальной лазерной микроскопии с использованием инфракрасных фемтосекундных лазеров на основе титан-сапфира удалось изготовить истинно трехмерные структуры [192], характерные размеры которых не ограничены дифракционным пределом.

Двухфотонная лазерная литография отличается от традиционных литографических методов следующими преимуществами:

- возможностью трехмерного структурирования;
- схожестью по многим признакам системы двухфотонной литографии со схемой конфокальной сканирующей лазерной микроскопии и отсутствием вакуумирования, определяющим относительную простоту эксплуатации установки;
- возможностью быстрого изменения дизайна и многократного изготовления идентичных образцов, так как необходимая форма объекта задается с помощью компьютерной программы и для изготовления структур не требуется маски или пресс-формы.

В работе [193] предложен печатный метод изготовления трехмерных структур (nanotransfer printing). На первом этапе литографическим методом (soft nanoimprint lithography) изготавливается шаблон-печать, который далее может быть многократно использован для печати требуемой структуры на подложке.

На рис. 1.14, *а* представлено изображение рельефа, сформированного на кремниевой заготовке. После изготовления шаблона на него методом электронно-лучевого напыления из газовой фазы наносятся чередующиеся слои Ag и MgF_2 – всего 11 слоев суммарной толщиной 430 нм (рис. 1.14, *б*). Затем к шаблону прикладывается подложка из полидиметилсилоксана (polydimethylsiloxane) и на подложке формируется «оттиск» чередующихся слоев серебра с отверстиями и фторида магния – структуры с отрицательным показателем преломления (рис. 1.14, *в*). Затем остатки материала удаляются из шаблона, чтобы подготовить его к очередному циклу печати.

В отличие от литографии преимуществами печатного метода являются: низкие рабочие температуры; отсутствие тепловой и химической деградации материала; возможность печати на подложках большой площади.

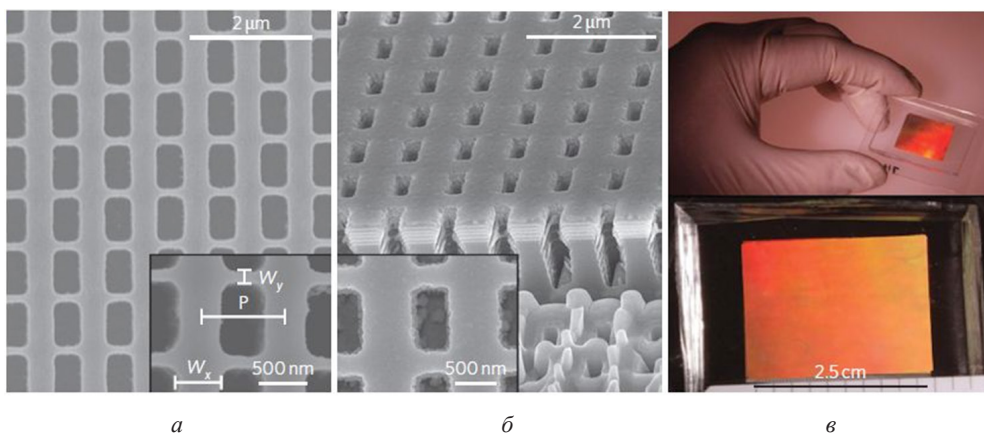


Рис. 1.14. СЭМ-изображения, соответствующие разным этапам изготовления образца печатным методом: *а* – изображение шаблона; *б* – изображение шаблона с нанесенной одиннадцатислойной структурой; *в* – внешний вид готовой структуры

Изготовление метаматериалов все еще является сложной лабораторной задачей, а их промышленное производство связывают с относительно далекой перспективой. Тем не менее авторы статьи [194] предложили технологию, пригодную для производства метаматериалов класса, известного как «fishnet metamaterials» («рыболовная сеть», или «ажурные метаматериалы»).

Оптические метаматериалы, как правило, состоят из повторяющихся мельчайших металлических конструкций. Под действием света определенной частоты, падающего на них, внутри каждой структуры индуцируется осциллирующее поле. Поля, индуцированные в разных структурах, могут резонировать между собой; следствием этого может быть спроектированное при создании структуры поведение всего массива.

Метаматериал типа «fishnet metamaterials» представляет трехмерную структуру, состоящую из нескольких повторяющихся вертикально стоящих частей, которые размещены поверх более крупных горизонтальных.

Таким образом, существует несколько подходов в формировании трехмерных структур. Первый заключается в тщательном структурировании отдельных слоев и укладывании их друг на друга. Этот процесс сложен и трудоемок из-за необходимости тщательного выравнивания каждого слоя. Второй подход состоит в создании шаблона-подложки, который удаляется после нанесения на него последующих слоев и перемещения полученной многослойной структуры на подложку, на которой формируется образец. Для этого подхода характерны свои ограничения, одним из которых является то, что общая толщина получаемого метаматериала не превышает десятков нанометров, вследствие чего ограничивается число возможных резонансов. Авторам работы [194] удалось изготовить с использованием шаблона-подложки метаматериал типа «fishnet metamaterials» толщиной 300 нм. Далее с применением так называемой техники трехслойного подъема («trilayer lift-off»), в которой применяется

копирование временной подложки из фоторезиста на слой диоксида кремния, под которым расположен второй слой фоторезиста, они создали материал, состоящий из пяти бислоев, для которого возможен сильно выраженный характерный резонанс. Авторы статьи [194] полагают, что с использованием данной техники возможно создание трехмерных наноматериалов большой площади, что обусловит ускорение их практического применения.

1.4. Методы изготовления фотонных кристаллов и модификации их свойств

В настоящее время техника лазерной литографии широко применяется для создания микро- и нанофотонных структур, в частности для формирования трехмерных рисунков в фоторезисте. В данной технологии для создания фотокартины различных материалов используются нелинейные оптические процессы, такие как двухфотонная фотополимеризация, лазерная абляция или оптический пробой, индуцированный в зоне фокусировки лазерного пучка. В результате фоторисования оптические свойства материалов могут быть сильно модифицированы. Примерами новых оптических материалов, которые можно достаточно быстро создать методом лазерной литографии, являются фотонные кристаллы, дифракционные оптические элементы, частотно-селективные поверхности.

Понятия фотонных кристаллов и метаматериалов важно различать: в метаматериалах в отличие от фотонных кристаллов размер включений (так называемых мета-атомов) и расстояние между ними должны быть существенно меньше длины волны падающего на них излучения. Кроме того, в метаматериалах элементы обычно являются металлическими, что позволяет достичь для каждого включения явно выраженного резонансного возбуждения. Для фотонных кристаллов резонанс обусловлен соответствием длины волны излучения периоду их пространственной структуры.

Существует несколько распространенных методов изготовления фотонных кристаллов: голографическая литография, осаждение под косым углом, прямая лазерная запись (direct laser write) и др.

Технология прямой лазерной записи позволяет осуществить изготовление трехмерных структур с высоким разрешением. Процесс полимеризации происходит из-за нелинейного поглощения в фокальном объеме, инициированного сфокусированным лазерным лучом сверхбыстрых импульсов. Используя лазерное излучение, интенсивность которого незначительно выше пороговой для нелинейной полимеризации, можно создать структуры с высоким разрешением. На рис. 1.15 приведен пример спирального фотонного кристалла, изготовленного методом прямой лазерной записи.

В условиях, когда литографическим методом с использованием прямой лазерной записи структурирован положительный фоторезист, формируется объемная структура с пустотами желаемой формы. В результате структурирования негативного фоторезиста создается диэлектрический шаблон.

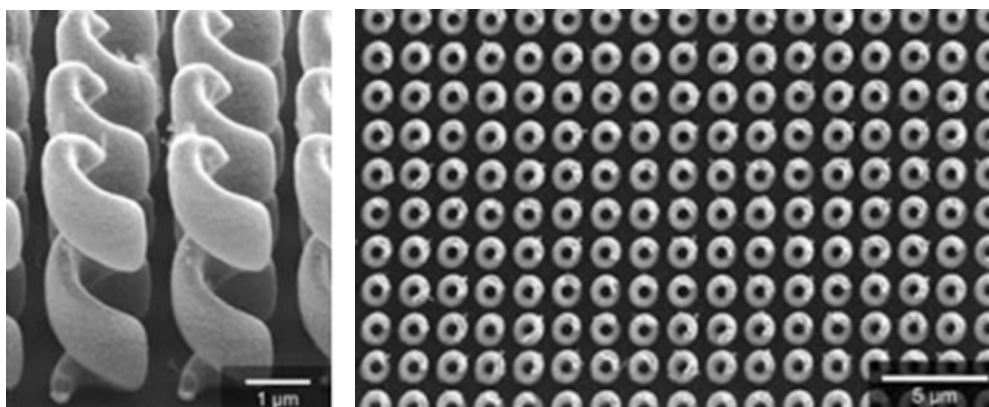


Рис. 1.15. Спиральный фотонный кристалл, изготовленный с использованием прямой лазерной записи [142]

В работе [195] при прямой лазерной записи использовано расщепление стимулированного излучения; при этом латеральное разрешение приближено к 50 нм и обоснована потенциальная возможность дальнейшего его улучшения. Кроме того, в связи с возможными приложениями метаматериалов в целях обработки изображений сформировался повышенный интерес к созданию и были простимулированы научные исследования наноразмерных металлических периодических систем.

Металлические фотонные кристаллы значительно изменяют свойства светового излучения, если длина его волны близка к параметрам, характеризующим периодичность кристаллической структуры. Потенциальные возможности их применения связывают с созданием научно-технических устройств, таких как фильтры, оптические переключатели, сенсоры, устройства отображения, солнечные батареи, лазеры.

В микроволновом (миллиметровом) диапазоне и дальней инфракрасной области спектра металлы действуют как почти идеальное зеркало, не поглощающее существенно излучения. Однако изготовление трехмерных металлических фотонных кристаллов [196] с высоким разрешением в оптическом диапазоне не является простой задачей.

Известны работы, в которых сообщается о попытках изготовления металлических трехмерных структур, например, в статье [197] – с использованием осаждения ионов, образовавшихся в условиях многофотонной ионизации атомов. Однако структуры, полученные таким образом, являются грубыми, что обусловлено пониженной прозрачностью ионов металлов для лазерного излучения используемых длин волн (500–800 нм). Металлические структуры были реализованы также в эксперименте с использованием микрометровых волн и традиционных литографических методов [198]. Однако число слоев в структурах, создаваемых литографическими методами, ограничено, и стыковка каждого слоя с предыдущим является достаточно сложной задачей.

Иной механизм металлизации обеспечивается в процессе гальванизации [199]. Пустоты в массиве из положительного фоторезиста могут быть заполнены некоторым металлом в результате гальваностегии, которая является технически простой и недорогой процедурой. Необходимо подать напряжение смещения между прозрачным электродом, закрепленным на подложке, и макроскопическим электродом с потенциалом противоположного знака, установленным в химическом стакане. Осаждение металла может осуществляться даже без приложения какого-либо внешнего электрического потенциала. В целом процесс характеризуется селективным восстановлением ионов металла на поверхности каталитического субстрата, погруженного в водный раствор, содержащий ионы металла, с непрерывным осаждением на подложке путем каталитического действия самого депозита.

На рис. 1.16 представлено СЭМ-изображение массива типа «поленница», металлизированного золотом с использованием процесса гальванизации.

Для металлизации массивов из негативного фоторезиста можно последовательно произвести осаждение на его поверхность слоя оксида кремния или оксида титана толщиной порядка атомарных размеров, а затем – химическое осаждение металла (например, серебра) из паровой фазы. Предварительная дополнительная обработка – активирование поверхности – производится в целях повышения адгезии металла к поверхности. Качество, структурная целостность и разрешение структур зависят от используемого материала и этапа обработки поверхности. Так как плотностью связывания металла в структуре нельзя управлять, качество металлизации может варьироваться, даже если обеспечены очень хорошее разрешение и структурная целостность покрытия. Кроме того, металлизация не является избирательной: вместе с поверхностью формируемой структуры активируется также и подложка. Поэтому часто требуются дополнительные меры для удаления металлизированной подложки из структуры [200]. Для устранения данной проблемы разработан альтернативный подход, связанный с использованием фотополимера, легированного

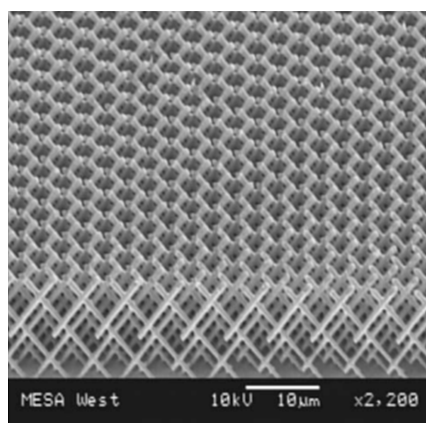


Рис. 1.16. Фотонный кристалл типа «поленница» [199]

специальными добавками для связывания металла. При этом металлизация является селективной, плотностью и распределением центров связывания можно управлять, а разрешение, структурная целостность и ограничение качества металлизации зависят только от качества используемого фотополимера [201].

1.5. Оптические 2D- и 3D-метаматериалы

При современном уровне развития технологий возможно создание компактных настольных установок лазерной литографии, например таких, как изображенная на рис. 1.17, предназначенная для создания трехмерных микро- и наноструктур на основе доступных фоторезистов [202].



Рис. 1.17. Лазерная система для трехмерной литографии (а) и 3D-принтер (б) производства Nanoscribe GmbH

Несмотря на простоту эксплуатации, установка соответствует требованиям в отношении прецизионности и с ее использованием осуществляется синтез таких сложных структур, как трехмерные фотонные кристаллы и оптические метаматериалы; трехмерные скелетные конструкции заданной формы, необходимые для обеспечения роста клеток и их функционализации – для нужд биологии; прототипы механических метаматериалов и другие трехмерные микро- и наноструктуры заданной геометрии. В 3D лазерных литографических системах последнего поколения, таких как Nanoscribe, Photonic Professional GT, обеспечивается быстрый синтез микро- и субмикронных структур практически произвольно сложной формы методом двухфотонной полимеризации. Значительное увеличение скорости записи достигается благодаря интегрированной в установку гальванической системе зеркал, которые обеспечивают прецизионное отклонение лазерного пучка и осуществление записи в зоне его фокусировки. С использованием данного метода возможно быстрое изготовление 3D микро- и субмикронных структур относительно большой площади.

В настоящее время создана также компактная настольная система прямой лазерной записи [202], разработанная с учетом требований, предъявляемых к точности изготовления фотонных структур и оптических метаматериалов. Для данной системы характерна высокая степень автоматизации и воспроизводимости процесса при сохранении гибкости в обеспечении параметров, необходимых для широкого круга конкретных приложений. В компании Nanoscribe GmbH, основанной в 2007 г. группой ученых Технологического института Карлсруэ (Karlsruher Institut für Technologie), которые специализируются на разработке оборудования, необходимого при производстве метаматериалов и материалов для фотоники, разработана система высокоскоростной 3D микро- и нанопечати. Скорость, точность и высокое пространственное разрешение, свойственные 3D-принтерам, в комплексе обеспечивают необходимые условия для реализации новых проектов в области оптических 3D-метаматериалов [202].

На рис. 1.18, *а* показано СЭМ-изображение метаматериала с отрицательным показателем преломления, предназначенного для работы на частоте красного света и изготовленного методом электронно-лучевой литографии [203]. Созданный указанным методом массив плоских сплит-ринг резонаторов, для которых магнитный резонанс проявляется в ближней ИК области, изображен на рис. 1.18, *б* [204]. Возможность создания крупномасштабных 2D-шаблонов иллюстрирована на рис. 1.18, *в*, где изображен гексагональный массив так называемых нанобургеров. Данный массив изготовлен методом трехлучевой интерференционной литографии, в котором для получения трех когерентных пучков лазерный источник дополняется пирамидальной призмой [205]. Наконец, на рис. 1.18, *г* представлено СЭМ-изображение так называемой ажурной структуры, изготовленной методом наноимпринт-литографии и характеризующейся отрицательным показателем преломления в ближнем ИК диапазоне [206].

На рис. 1.19, 1.20 приведены СЭМ-изображения оптических 3D-метаматериалов, изготовленных разными способами.

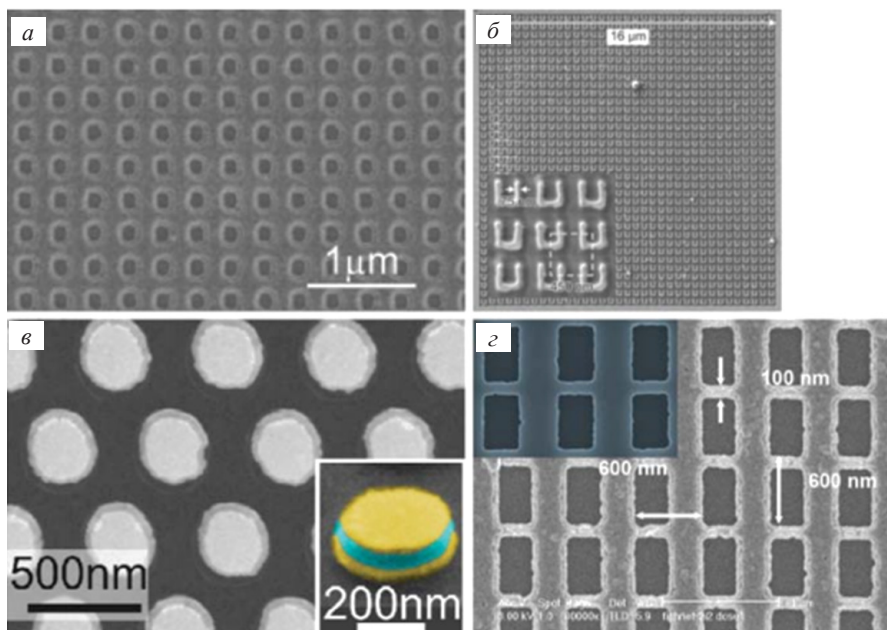


Рис. 1.18. Примеры оптических 2D-метаматериалов, изготовленных различными методами [50]:
a – материал с отрицательным показателем преломления на частоте красного света, изготовленный методом электронно-лучевой литографии [203]; *б* – массив плоских сплит-ринг резонаторов, изготовленных методом ионно-лучевой литографии [204];
в – гексагональный массив из «нанобургеров», изготовленный методом интерференционной литографии [205]; *г* – ажурная структура, изготовленная методом нанопринт-литографии (на вставке изображен твердый шаблон) [206]

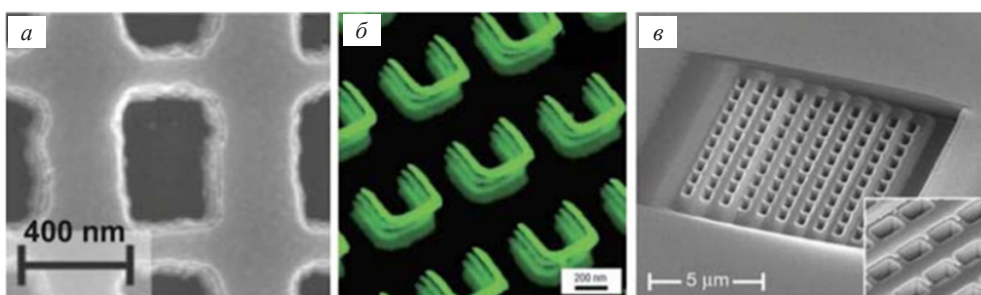


Рис. 1.19. Примеры оптических 3D-метаматериалов, изготовленных методом последовательного формирования слоев [50]: *a* – материал с отрицательным показателем преломления в ближнем ИК диапазоне, состоящий из трех функциональных слоев, изготовленный методом электронно-лучевой литографии [207]; *б* – четыре слоя сплит-ринг резонаторов, изготовленных методом электронно-лучевой литографии [208]; *в* – материал с отрицательным показателем преломления в видимом оптическом диапазоне, изготовленный методом ионно-лучевой литографии [209]

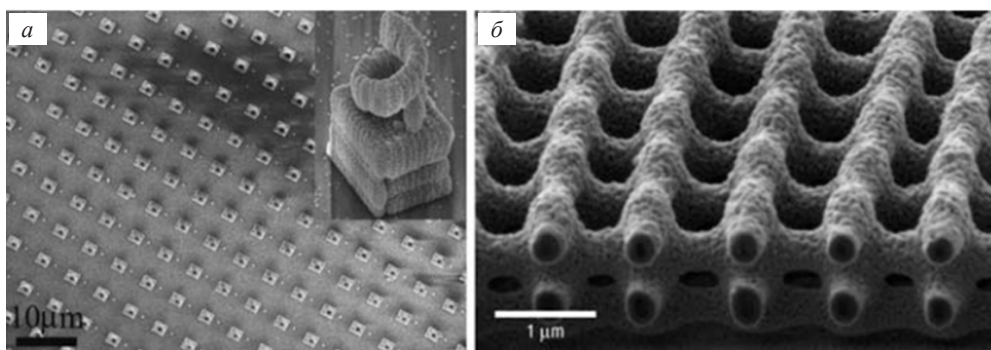


Рис. 1.20. Примеры 3D-наноструктур металл–диэлектрик, изготовленных методом многофотонной полимеризации [50]: *а* – массив покрытых серебром наноупружин, созданный методом двухфотонной полимеризации и химической металлизации (на вставке изображен отдельный элемент структуры) [210]; *б* – 3D-массив наностержней с серебряным покрытием, изготовленный с использованием методов прямой лазерной записи и химического осаждения из паровой фазы [211]

1.6. Обоснование выбора объекта исследования

В качестве базисного элемента в искусственных и природных системах в данной работе выбрана цилиндрическая спираль, поскольку в ней при возбуждении электромагнитной волной одновременно возникают электрический дипольный и магнитный моменты. Сочетание диэлектрических и магнитных свойств является необходимым условием проявления киральности.

Если же киральность не требуется для метаматериала в целом, то она может быть компенсирована путем расположения в нем спиралей с правосторонним и левосторонним закручиванием в равной концентрации.

Существует также возможность создания периодической слоистой среды, сформированной из слоев (рис. 1.21), содержащих спиральные или Ω -включения.

Чередующиеся слои могут обладать различными диэлектрическими, магнитными, киральными свойствами, что позволяет моделировать и предсказывать поведение новых сложных композиционных материалов и исследовать электромагнитные свойства таких сред в различных условиях.

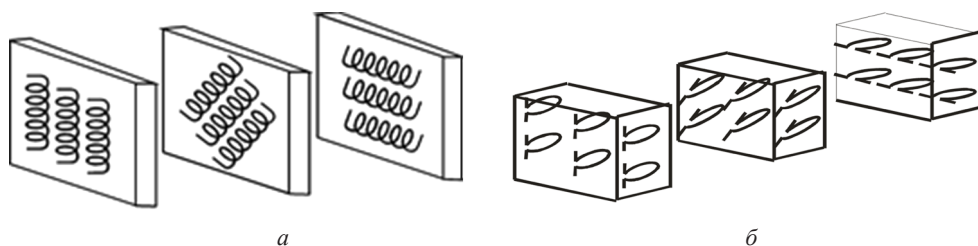


Рис. 1.21. Модель макроскопической спирали, состоящей из слоев, содержащих упорядоченные микроспирали (*а*) или Ω -образные включения (*б*)

С учетом анизотропии таких сред можно создать дополнительные возможности для преобразования характеристик электромагнитных волн, и, следовательно, для управления пучками электромагнитного излучения.

В большинстве опубликованных работ рассматриваемого направления, особенно по тематике, связанной с конструированием спиральных антенн, исследуется распространение падающей или излучаемой волны вдоль оси спирали.

В настоящей работе исследовано распространение в метаматериале электромагнитного излучения в направлении, отличном от оси спирали; оптимальные параметры спирали для преобразования состояния поляризации от линейного к круговому были найдены для неосевого направления распространения падающего и рассеянного поля.

В качестве спирали оптимальной формы в работе принята спираль, имеющая особый угол подъема, при котором в условиях полуволнового резонанса сильное рассеяние циркулярно поляризованных волн происходит в направлении, перпендикулярном оси спирали. Указанный угол подъема для ДНК-подобной двойной спирали был рассчитан при детальном рассмотрении электромагнитного отклика в каждом элементарном резонансном фрагменте двойной спирали, и на этой основе было воссоздано полное поле рассеяния, сформированное всеми резонансными фрагментами. В этом состоит оригинальность использованного нами теоретического подхода, отличающего данное исследование от смежных с ним по тематике.

В отличие от работы [212], в которой рассмотрены длинные цилиндры, поверхность которых обладает винтовой проводимостью, а радиус мал по сравнению с длиной волны излучения, в настоящей работе исследования проведены применительно к спиральям с параметрами, не зависящими от их радиуса, и к метаматериалам на их основе. Отличительной особенностью таких спиралей является отсутствие зависимости условий, при которых линейно поляризованная волна при отражении преобразуется ими в циркулярно поляризованную, от распределения тока в спирали и ориентации плоскости поляризации падающей волны относительно оси спиралей.

В литературе известно немного работ, в которых изучаются среды, состоящие из цилиндрических спиралей; при этом часто используется их упрощенная модель канонической спирали – рассматриваются разомкнутые кольца с прямолинейными концами [213 и др.] в целях значительного упрощения расчетов. Цилиндрические спирали, исследуемые в настоящей работе, в отличие от канонических, являются гладкими, чем обусловлено улучшение их электромагнитных свойств и упрощение технологии их изготовления.

Потенциальные области применения метаматериалов весьма разнообразны и связаны с дистанционными аэрокосмическими приложениями, созданием датчиков обнаружения и мониторинга инфраструктуры, систем управления солнечными батареями, обтекателей, линз для антенн с большим усилением, систем повышения чувствительности ультразвуковых датчиков [66].

Выводы

В настоящей главе содержится аналитический обзор литературы по теме исследования. Дана краткая характеристика искусственных и природных спирально-структурированных систем и приведены их частные примеры: метаматериалы, фотонные кристаллы, ХЖК, ДНК. Оценена возможность различного функционального использования спиральных элементов: для создания среды с одновременно отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей; для электромагнитной маскировки тел методом волнового обтекания.

Рассмотрены существующие методы изготовления метаматериалов и нанотехнологии ДНК, акцентированы их достоинства и недостатки.

Сформулирована гипотеза о возможности использования спирально-структурированных сред для создания слабо отражающих экранов на основе одно- и многослойных киральных структур, а также в целях формирования поглощающих покрытий на основе однослойных киральных структур. Указано, что искусственные спирально-структурированные среды могут быть использованы при создании частотных и поляризационно-селективных фильтров и преобразователей поляризации.

Выявлены проблемы, актуальные для решения задач, связанных с конструированием, изготовлением, исследованием и практическим применением метаматериалов, и на этой основе обоснован выбор объекта исследования. Акцентированы отличительные особенности исследований, произведенных в настоящей работе, от известных более ранних исследований.

ЭТАПЫ, МЕТОДЫ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2.1. Этапы и методы исследований

Исследование распространения электромагнитных волн в искусственных и природных спирально-структурированных системах с оптимальными параметрами, произведенное в настоящей работе, реализовано в несколько этапов, на каждом из которых применялись современные эффективные методы. Перечислим основные методы в соответствии с этапами исследований:

а) аналитический расчет характеристик электромагнитного поля с использованием различных методов классической электродинамики (теории дипольного излучения электромагнитных волн, энергетического подхода), а также спиральной модели молекул кирального вещества;

б) численное моделирование взаимодействия электромагнитного поля с использованием библиотеки подпрограмм FORTRAN, средств математических пакетов Mathcad и MatLab, лицензионного программного обеспечения ANSYS HFSS и COMSOL Multiphysics, предназначенного для численного моделирования электромагнитных процессов и устройств;

в) изготовление образцов – с использованием шаблонов и методом открытой резки – и экспериментальное исследование их свойств в СВЧ-диапазоне в безэховой камере;

г) оптимизация расположения структурных элементов и их параметров с использованием: методов электродинамического подобия и масштабирования; пакетов программ ANSYS HFSS и COMSOL Multiphysics;

д) изготовление образцов методом точного 3D-наноструктурирования и экспериментальное исследование их свойств в терагерцовом диапазоне;

е) аналитический расчет и численное моделирование электромагнитных свойств ДНК-подобных структур и образцов ДНК, а также их экспериментальное исследование в СВЧ, видимом и УФ диапазонах волн.

Благодаря использованию различных методов для изучения одних и тех же физических процессов в ходе исследований была обеспечена возможность сопоставления и критического анализа полученных результатов, проверки их достоверности.

2.2. Методика изготовления двумерных периодических массивов на основе спиральных элементов для сверхвысокочастотного диапазона волн

В целях обеспечения идентичности спиральных элементов, составляющих двумерный периодический массив, была разработана технология их изготовления, реализуемая посредством следующих технологических операций:

1) наматывание медной проволоки на предварительно изготовленный шаблон, параметры которого рассчитаны заранее (рис. 2.1), чем обеспечена взаимная идентичность спиральных элементов и точное соблюдение их заданных размеров;

2) отжиг шаблона со спиралью в муфельной печи в течение 10 мин при температуре 300 °С, соответствующей температуре рекристаллизации меди (180–300 °С) [214];

3) охлаждение и закалка проволоки, а затем – ее отпуск, обуславливающий ослабление ее упругих свойств;

4) разъединение спирали и шаблона и нарезание по меткам спиральных элементов, полностью соответствующих расчетным параметрам.



Рис. 2.1. Фотографии шаблонов для изготовления спиральных элементов с разными углами подъема ($a - 7,1^\circ$; $б - 13,6^\circ$; $в - 53,0^\circ$): $a, б$ – для наливки право- и левосторонних спиралей; $в$ – для наливки правосторонних спиралей

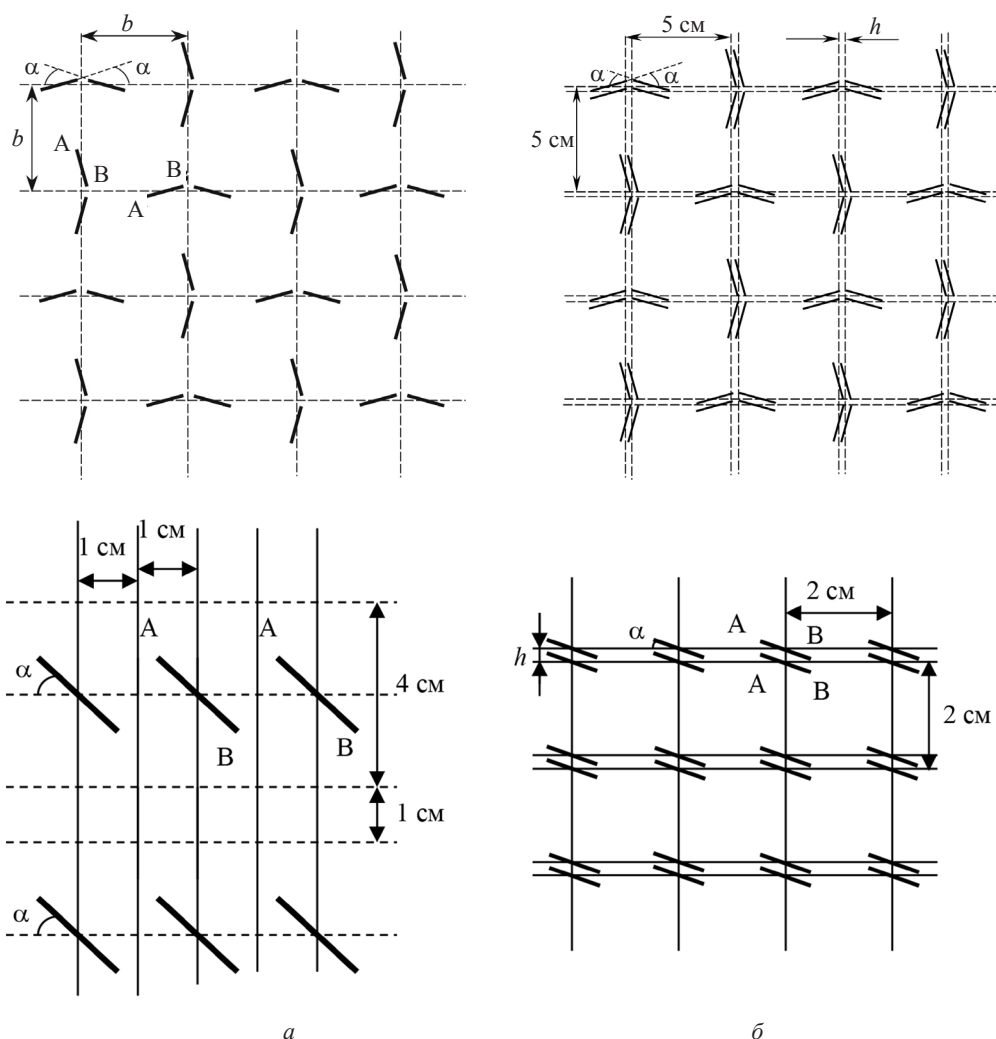


Рис. 2.2. Примерные схемы установки спиральных одновитковых (а) и двухвитковых (б) право- и левосторонних элементов в образце

Затем формировался периодический двумерный массив из идентичных спиральных элементов, которые вставлялись в бороздки, предварительно прорезанные в листе пенопласта – материала, прозрачного для радиочастотного излучения, легкого и доступного. Бороздки АВ (рис. 2.2) наносились к горизонтальному краю пенопласта под углом α , равным углу подъема спиральных элементов, и без приклеивания обеспечивалось надежное закрепление спиралей в двумерном массиве. При этом установку элементов можно было варьировать в соответствии с задаваемыми условиями эксперимента.

Внешний вид нескольких экспериментальных образцов двумерных массивов приведен на рис. 2.3.

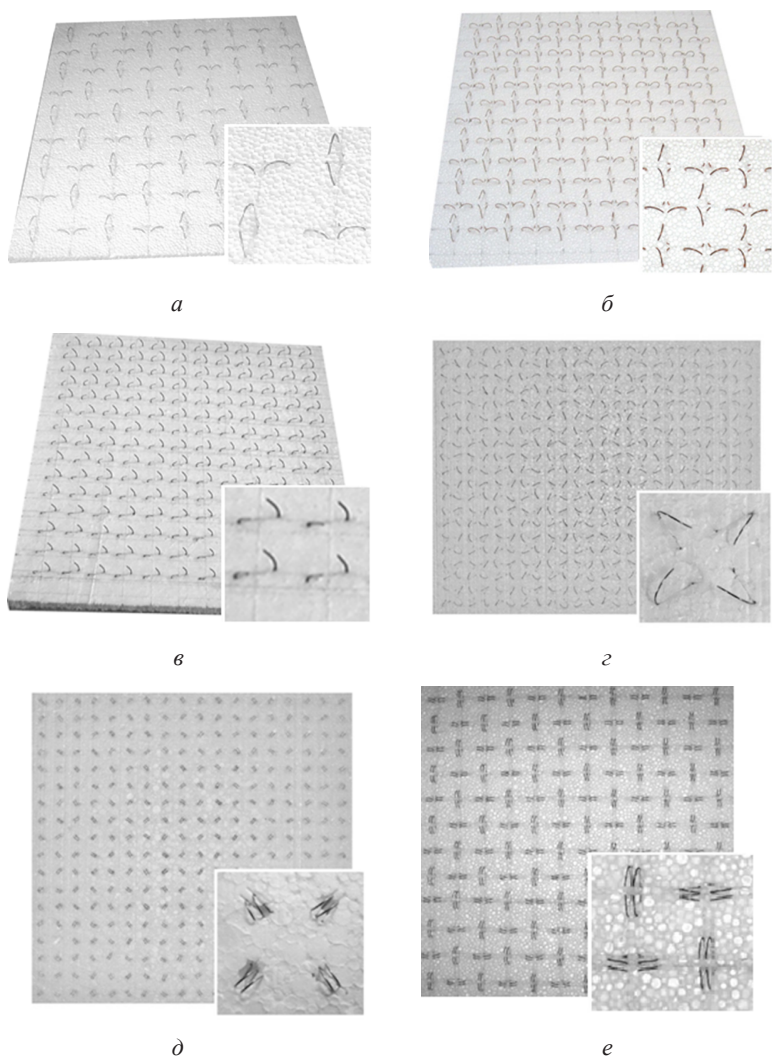


Рис. 2.3. Экспериментальные образцы двумерных массивов, состоящих из спиральных одно- (а–в) и двухвитковых (г, е) элементов

Всего в ГГУ имени Ф. Скорины было изготовлено более 50 образцов массивов, содержащих от 144 до 600 одно- и двухвитковых спиральных элементов.

2.3. Методика изготовления экспериментальных образцов с использованием магнетронного распыления

Для создания плоских двумерных анизотропных массивов эффективным является метод магнетронного распыления. Может быть создана также периодическая слоистая среда, сформированная из слоев, содержащих, например,

Ω -включения (см. рис. 1.21, б). Посредством омега-элемента обеспечивается магнитоэлектрическая связь, при этом электрический и магнитный моменты, наведенные электромагнитным полем, перпендикулярны друг к другу. При расположении двух омега-элементов в одной плоскости так, что их прямолинейные участки взаимно перпендикулярны, образуется структурный элемент одноосной бианизотропной среды.

В работе в целях вакуумного формирования металлической плёнки на подложках из фторопласта и полиамида использован метод магнетронного распыления. Режим напыления выбирался таким, чтобы в результате передачи энергии, которая выделяется при торможении и конденсации осаждаемых атомов вещества-мишени температура подложки, изготовленной из материала с низкой термостойкостью, в процессе ее нагрева не превышала 100–200 °С.

Магнетронные распылительные системы широко используются в технологиях нанесения покрытий вакуумно-плазменными методами. Действие магнетронной распылительной системы основано на напылении на поверхность катода-мишени ускоренными ионами, которые образуются в плазме тлеющего разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях, и формировании потоков атомов материала мишени в направлении поверхности, на которую осаждается покрытие [215].

Металлизация подложки из фторопласта или полиамида с использованием метода магнетронного напыления производилась посредством распыления меди через маску, в которой были сделаны вырезы, по форме совпадающие с изготавливаемым Ω -элементом.

Фотоизображения плоских двумерных анизотропных массивов, полученных в ГГУ имени Ф. Скорины в результате магнетронного распыления с использованием маски, приведены на рис. 2.4.

Маска изготавливалась из пластины нержавеющей стали с использованием твердотельного лазера YAG (его параметры: длина волны $\lambda = 1,064$ мкм, средняя мощность $P_{\text{ср}} = 50$ Вт, максимальная энергия лазерного импульса – 790 мДж, расходимость излучения – 0,8 мрад, частота следования импуль-

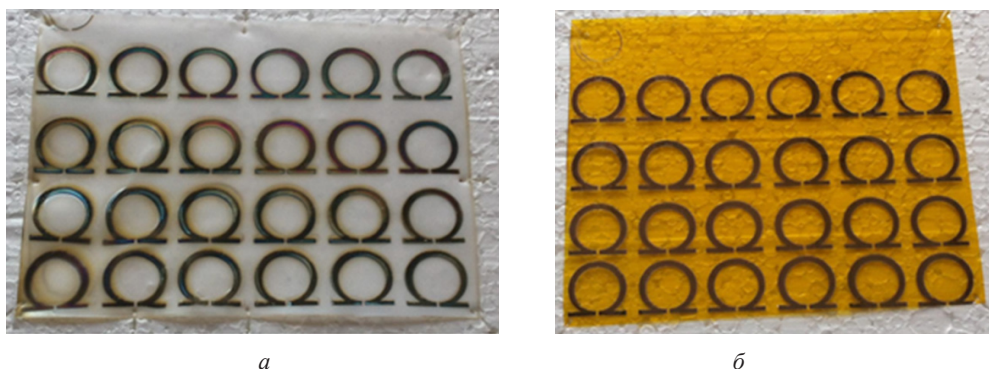


Рис. 2.4. Образцы плоских двумерных анизотропных массивов, сформированных из Ω -элементов на подложке из фторопласта (а) и полиамида (б) [49-А]

сов – 50 Гц, длительность импульса – 1 мс) и координатного стола, управляемого по заданной программе.

Омега-подобные элементы прямоугольной формы изготавливались аналогичным образом, путем напыления меди на фторопласт (рис. 2.5, 2.6).

Для терагерцового диапазона образцы метаматериалов по расчетам ГГУ имени Ф. Скорины изготовлены в ОАО «ИНТЕГРАЛ» (рис. 2.7, [5-А]).



Рис. 2.5. Процесс изготовления маски (а) и вакуумная камера для магнетронного распыления (б)

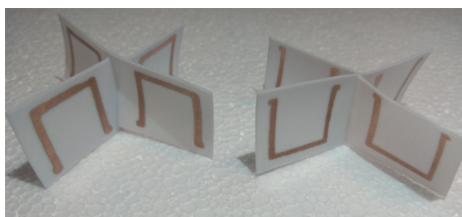
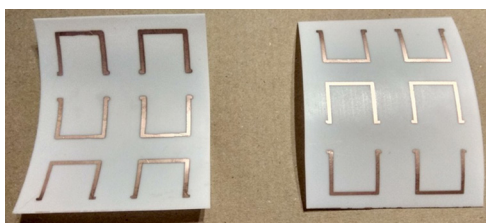


Рис. 2.6. Омегаподобные элементы прямоугольной формы из меди на фторопласте

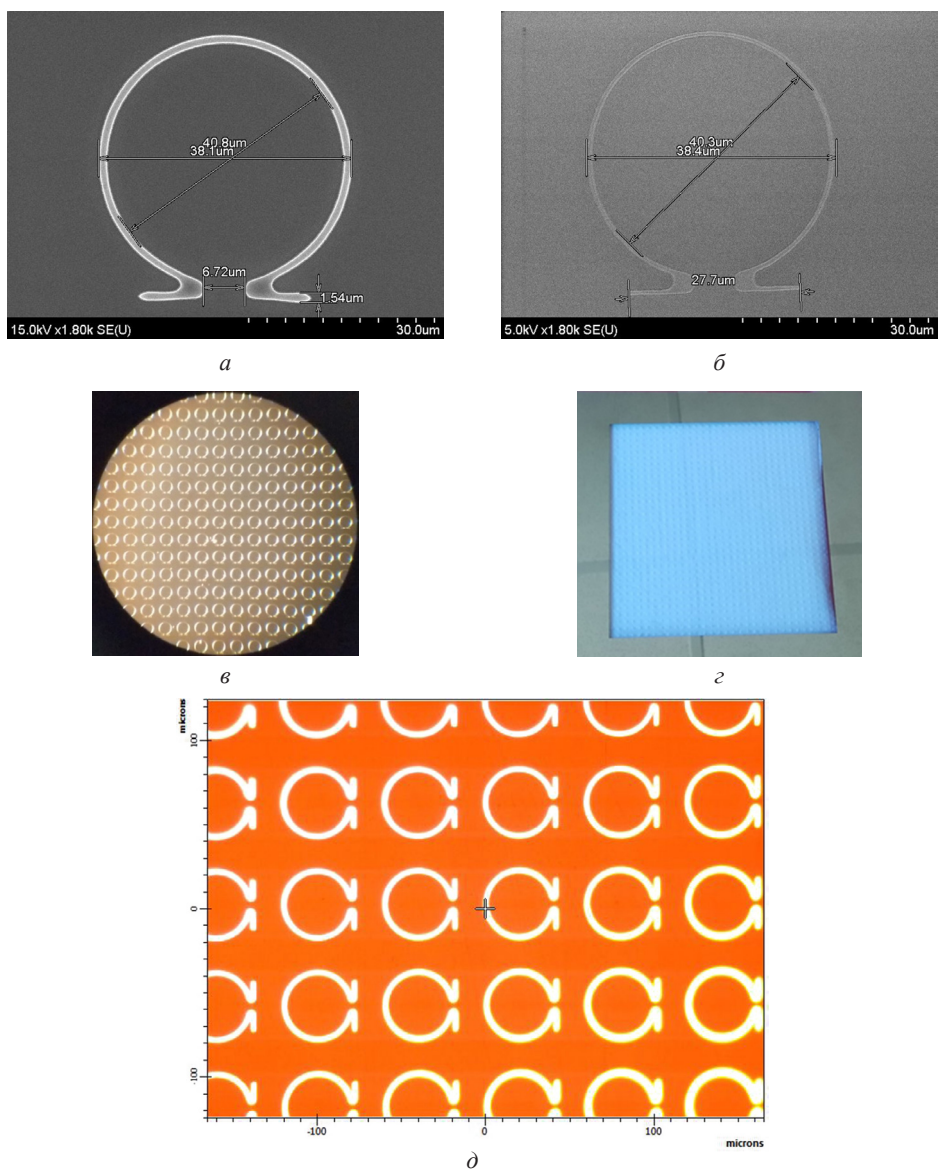


Рис. 2.7. Омега-элемент массива из алюминия (а) и молибдена (б), внешний вид массива омега-элементов (в) на кремниевой подложке, внешний вид фотошаблона (г), фото фотошаблона, $\times 200$ (д) (изготовлено в ОАО «ИНТЕГРАЛ») [5-А]

С использованием технологии трехмерной печати, осуществляемой различными способами и с использованием различных материалов, в основе любого из которых лежит принцип послойного создания или «выращивания» твердого объекта, возможно создание элементов метаматериалов по цифровой 3D-модели, с дальнейшей металлизацией различными методами, в том числе и магнетронным распылением (рис. 2.8).

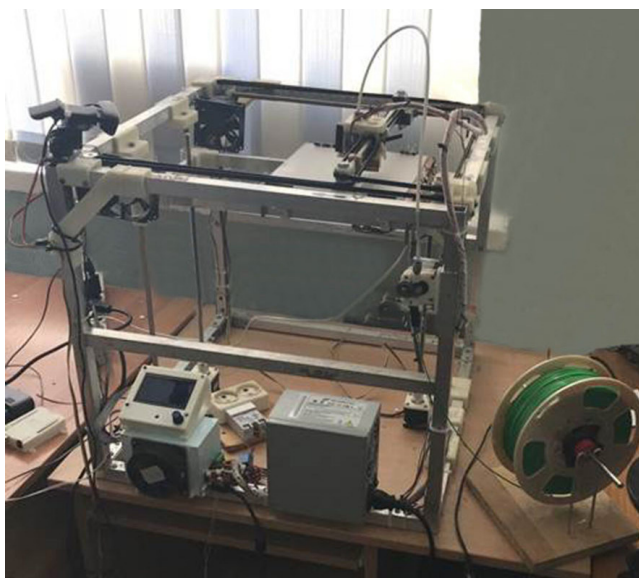


Рис. 2.8. 3D-принтер в ГГУ имени Ф. Скорины

2.4. Методика изготовления экспериментальных образцов на основе спиральных элементов для исследований в терагерцовом диапазоне волн

В настоящее время активно развивается техника, в которой используется электромагнитное излучение терагерцового диапазона. Вместе с тем ассортимент существующих материалов, предназначенных для работы в этом диапазоне, очень небогат (например, отсутствуют материалы с выраженными нелинейными, киральными и другими свойствами, широко используемыми в оптическом диапазоне) и их электромагнитные свойства применительно к выделенному здесь диапазону недостаточно изучены. Поэтому концепция метаматериалов для терагерцового диапазона особенно актуальна, чем обусловлена наблюдаемая в науке и технике тенденция к созданию и исследованию соответствующих метаматериалов.

Для метаматериалов терагерцового диапазона искусственные элементы-резонаторы должны иметь характерные размеры порядка единиц–десятков микрометров, чтобы оставаться существенно меньшими длины волны электромагнитного излучения. Для получения согласованного отклика все резонаторы огромного массива должны быть очень точно настроены. Из широко применяемых технологий требуемые размеры и точность обеспечивает только традиционная планарная технология, позволяющая формировать плоские элементы и их слои. Свойства такого метаматериала из плоских элементов принципиально невозможно задавать во всех трех измерениях. Кроме того, в большинстве экспериментов исследователям приходится ограничиваться

одним слоем элементов (т. е. монослоем метаматериала) из-за ограничений планарной технологии, что затрудняет изучение объемных электромагнитных свойств. В то же время практически все востребованные применения метаматериалов требуют объемных образцов с трехмерными заданными электромагнитными свойствами.

Для создания образцов спирально-структурированных материалов с параметрами, оптимальными для работы в терагерцовом диапазоне, в работе использован разработанный в ФГБУН «Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук» (ИФП СО РАН) метод наноструктурирования, называемый Принц-технологией. Данный метод формирования трехмерных микро- и наноструктур состоит в отделении напряженной полупроводниковой плёнки от подложки и последующем сворачивании ее в пространственный объект. Предложенный в 1995 г. В. Я. Принцем, работающим в ИФП СО РАН, метод применяется в научных лабораториях всех развитых стран (США, Японии, Германии и др.), но только в ИФП СО РАН и ГГУ имени Ф. Скорины его используют для формирования спирально-структурированных массивов электромагнитных резонаторов и метаматериалов.

Принципиальная новизна и научное значение Принц-технологии [13–15] заключается в переходе от двумерных элементов-резонаторов к трехмерным, обеспечении прецизионности размеров резонаторов (с характерными размерами от микрометров до нанометров, вплоть до атомарных размеров) и широкого разнообразия возможных форм и структуры материалов (диэлектрики, металлы, полупроводники), применяемых для создания элементов-резонаторов. Принцип формирования оболочки из напряженной плёнки проиллюстрирован на рис. 2.9.

Суть метода подробно изложена в статье [13] и состоит в следующем. На подложке выращивается биплётка, слои которой механически напряжены

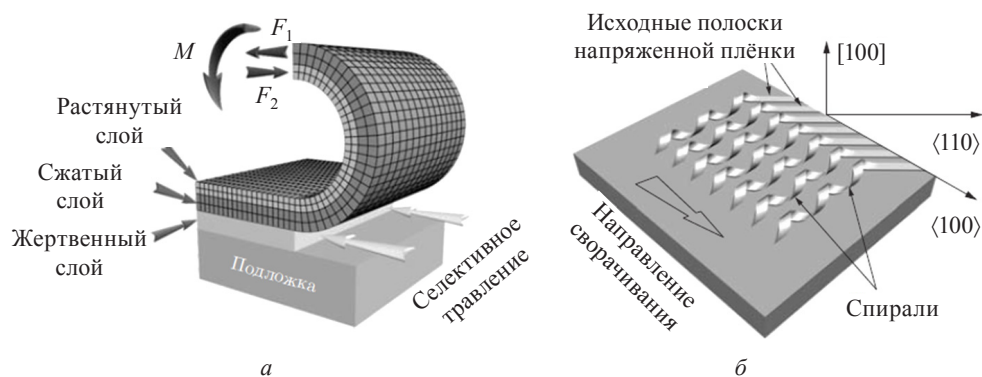


Рис. 2.9. Схема формирования трехмерных оболочек из напряженных гетероплёнок [13]: а – схематичное изображение процесса формирования трубок из двухслойной псевдоморфной напряженной плёнки при ее отделении от подложки; б – формирование массива объемных спиралей методом организованного сворачивания узких полосок напряженной полупроводниковой плёнки

друг относительно друга; при отсоединении от подложки под действием внутренних напряжений биплётка изгибается, стремясь принять форму, соответствующую минимальной упругой энергии. При этом радиус изгиба задается с прецезионной точностью в пределах от единиц нанометров до сотен микрон упругими деформациями и толщинами напряженных слоев. Например, в простейшем случае биплётки толщиной d из двух слоев равной толщины радиус изгиба пропорционален $\frac{d}{\Delta a/a}$, где $\Delta a/a$ – параметр несоответствия постоян-

ных решеток слоев, дополнительные ненапряженные слои плёнки приводят к увеличению радиуса изгиба. В основе принципа формирования спиралей из напряженных гетероструктур лежит анизотропия механических свойств полупроводниковых монокристаллов. Энергия упругой деформации равна

$$W = \frac{E}{1-\nu} \varepsilon^2 d \quad (W - \text{энергия упругой деформации на единицу площади, } E - \text{модуль Юнга, } \nu - \text{коэффициент Пуассона, } \varepsilon - \text{деформация, } d - \text{толщина двух-слойной плёнки}).$$

Поскольку модуль Юнга в направлении $[100]$ меньше, чем в направлении $\langle 110 \rangle$ (в случае Si и Ge – в 1,3 раза), то ориентированная под углом к направлению $[100]$ узкая полоска напряженной двухслойной плёнки (рис. 2.9, б), освобождаясь от связи с подложкой, сворачивается в одном из направлений $\langle 100 \rangle$, что приводит к формированию объемной спирали. Шаг между витками спирали определяется углом разориентации между полоской напряженной плёнки и направлением сворачивания. Таким образом, диаметр спиралей задается на этапе выращивания плёнки толщинами и механическими напряжениями слоев, а левовинтовое или правовинтовое направление сворачивания спирали, ее длина и шаг задаются размерами и ориентацией отсоединяемых от подложки полосок биплётки относительно кристаллографических направлений на этапе литографии [13].

На рис. 2.10 приведены изображения массивов право- (а) и левовинтовых (б) микроспиралей, сформированных из гибридных тонких плёнок металл–полупроводник нанометровых толщин. Толщины слоев в нанометрах указаны в скобках после описания состава исходной полоски.

Два полупроводниковых слоя выполняют роль формообразующего каркаса спирали, а металлический слой обеспечивает в такой структуре эффективное взаимодействие с электромагнитным полем. Формирование массивов параллельных спиралей из металл–полупроводниковой наноплёнки, представленных на рис. 2.10, выполнено следующим образом. На подложках n -Si (100) и n -Si (110) с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии выращены псевдоморфные напряженные двухслойные плёнки $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}$, легированные бором (10^{20} см^{-3}). Нижний слой биплётки ($\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}$) сжат в соответствии с рассогласованием решетки на 1,6 % относительно подложки Si. Сверху полупроводниковой структуры термовакуумным напылением нанесен металлический Cr-слой. Массивы полосок из плёнки $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}/\text{Cr}$ сформированы методом оптической литографии и последующего травления металл–полупроводниковой плёнки

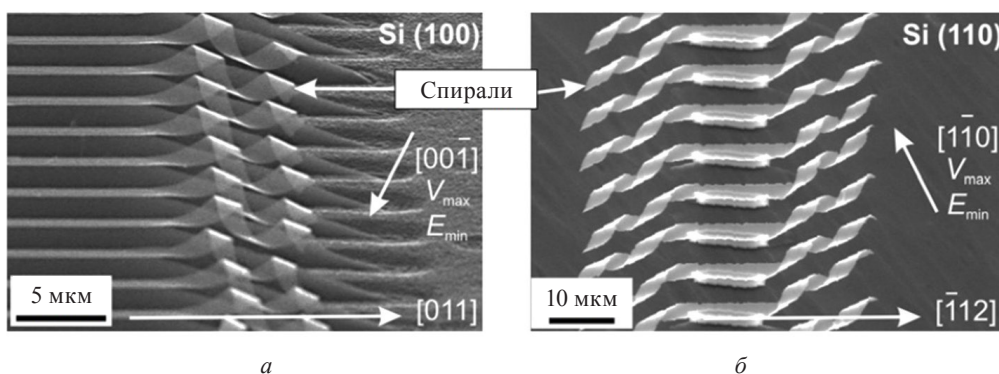


Рис. 2.10. Изображения, полученные с помощью электронного микроскопа (под углом к поверхности), массивов гибридных (металл–полупроводник) микроспиралей [13]:
а – $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}/\text{Cr}$ (2,6/4/30 нм) на подложке с ориентацией (100);
б – $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}/\text{Cr}$ (10/70/20 нм) на подложке с ориентацией [110]

до кремниевой слабо легированной подложки. Затем структура помещена в раствор аммиака, который обеспечивает анизотропное и селективное травление подложки $n\text{-Si}$ относительно p^+ -легированной плёнки SiGe/Si . За счет анизотропии травления подложки кремния процесс отсоединения полосок $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}/\text{Si}/\text{Cr}$ начинается с концов, и по мере удаления материала подложки полоски сворачиваются в объемные спирали (см. рис. 2.9, б и 2.10). Сворачивание спиралей идет одновременно по всему массиву с высокой однородностью. Контроль процесса с помощью оптического микроскопа позволяет остановить травление на заданной стадии сворачивания спиралей, чтобы в центральной части каждая полоска осталась закрепленной на подложке, в то время как отделенные от подложки концы полоски висят над ямками травления. После жидкостного травления структуры были высушены в сверхкритической атмосфере CO_2 , что позволило избежать воздействия капиллярных сил на тонкоплёночные микроспирали и предотвратить их деформацию и залипание на подложке [13].

Все спирали в представленных на рис. 2.10 массивах одинаковы, точно позиционированы на подложке, и их оси параллельны друг другу. Киральные электромагнитные свойства таких структур существенно зависят от ориентации плоскости поляризации падающего излучения относительно осей спиралей.

Чтобы исключить отмеченный эффект анизотропии киральных свойств метаматериала, была спроектирована система, конфигурация которой представляет решетку из квадратных ячеек, вдоль сторон которых точно позиционированы и ориентированы металло-полупроводниковые спирали (рис. 2.11). Благодаря наличию оси симметрии четвертого порядка такой массив микроспиралей обладает киральными свойствами, не зависящими от направления поляризации нормально падающего излучения, т. е. является изотропным.

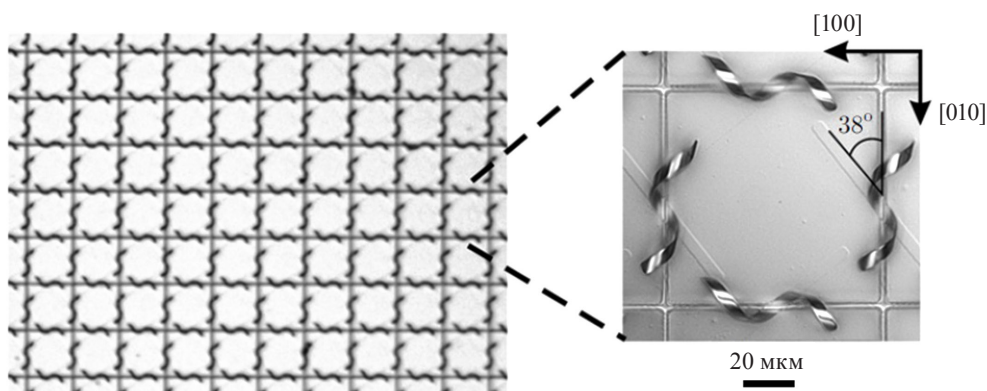


Рис. 2.11. Массив металл-полупроводниковых микроспиралей в виде квадратной решетки на подложке GaAs, сформированных из напряженной плёнки InGaAs/GaAs/Ti/Au (16/16/3/50 нм) [13]

В целях создания такого метаматериала из напряженной гетероплёнки AlAs/In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs/Ti/Au на подложке из GaAs (100) был сформирован массив полос, повернутых против часовой стрелки на 38° относительно направления сворачивания <100>. При отделении от подложки в результате высокоселективного травления «жертвенного слоя» AlAs такие полосы трансформируются в объемные спирали (см. рис. 2.11).

Напряженная биплётка In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs [001] имеет два взаимно перпендикулярных равноправных энергетически выгодных направления сворачивания (типа <100>). При этом вследствие анизотропии механических свойств полоска напряженной биплётки, повернутая относительно направления <100> на угол, меньший 45° по часовой стрелке, сворачивается в левовинтовую спираль, а полоска, повернутая относительно указанного направления против часовой стрелки, – в правовинтовую спираль. В силу этих особенностей все спирали в рассматриваемом здесь массиве правовинтовые.

Как показано в предварительных экспериментах, проведенных в ИФП СО РАН, при запечатывании описанных массивов в полимерную плёнку наноплёночные спирали практически не деформируются. В результате наслаивания таких композитных плёнок можно получить метаматериалы, представляющие трехмерные массивы, составленные из трехмерных элементов. Объемные метаматериалы с электромагнитными свойствами, контролируемые в трех измерениях, необходимы в большинстве практических применений. Однако задача формирования таких материалов к настоящему времени решена только применительно к СВЧ-диапазону, при этом характерные шаг и диаметр спиралей составляют порядка нескольких миллиметров и спирали могут быть изготовлены вручную – посредством навивки металлической проволоки или ленты на оснастку (см. подраздел 2.2).

В рамках разработанной в ИФП СО РАН технологии возможно масштабирование размеров спиралей (диаметр спиралей – от единиц до сотен микро-

тров, и их длина – вплоть до нескольких нанометров, обеспечиваются литографически). Следовательно, можно контролируемо варьировать резонансные свойства киральных метаматериалов на основе спиралей в широком диапазоне (от СВЧ до оптического). Такие метаматериалы перспективны для создания функциональных устройств, предназначенных для управления поляризацией, интенсивностью и другими параметрами излучения. Наибольшую потребность в киральных метаматериалах испытывают разработчики устройств терагерцового диапазона, где проблема трансформации поляризации очень актуальна из-за отсутствия соответствующих эффективных фазовых пластинок (даже полуволновых).

Варьируя параметры трехмерных конструкций оболочек-резонаторов, можно формировать заданный трехмерный электромагнитный отклик метаматериала. Решение данной задачи представляет новое направление в области создания и исследования метаматериалов с принципиально новыми свойствами, предназначенных для использования в терагерцовом диапазоне.

Первая в Содружестве независимых государств (СНГ) установка импринт-нанолиитографии, имеющаяся в ИФП СО РАН, представляет совершенно уникальную экспериментальную базу, с использованием которой возможно изготовление наноструктур на большой площади и, следовательно, становится реальным продвижение в новый диапазон в создании материалов на основе трехмерных элементов.

В ИФП СО РАН на основе расчетов, произведенных для терагерцового диапазона в ГГУ имени Ф. Скорины, впервые в мире из полупроводниковых и гибридных металло-полупроводниковых гетероплёнок сформированы массивы киральных трехмерных микрооболочек. Данная технология в настоящее время является нанотехнологией, в соответствии с которой можно обеспечить массовое формирование на основе гладких резонансных трехмерных спиралей метаматериалов, в том числе объемных, пригодных для применения в терагерцовом диапазоне. Спирали являются перспективными структурными элементами метаматериалов, так как в них возможно одновременное возникновение электрического дипольного момента и магнитного момента – под действием как электрического, так и магнитного полей. Тем самым спираль является объектом, в свойствах которого сочетаются свойства стержня и разомкнутого кольца, но в отличие от этих элементов, традиционных для области метаматериалов, ей присущи также магнитоэлектрические, или киральные свойства, так как она отличается от своего зеркального изображения. Если же наличия киральности для метаматериала не требуется, то ее можно компенсировать при его формировании в результате расположения в массиве в равной концентрации право- и левовинтовых спиралей.

Метод сворачивания наноплёнок позволяет формировать и спирали диаметром сотни микрон из напряженных металл-полупроводниковых наноплёнок, резонансные в СВЧ-диапазоне и имеющие металлические слои с толщиной, на порядок превышающей толщину скин-слоя. Вместе с тем в лабораторных

условиях экономически целесообразно и удобнее проводить модельные эксперименты в СВЧ-диапазоне на массивах из проволочных спиралей, поскольку из них легко конструировать трехмерные массивы различной конфигурации: закреплять на радиопрозрачной подложке, ориентировать необходимым образом в радиопрозрачной матрице и т. п. Полученные на массивах проволочных модельных спиралей результаты могут быть распространены на спирали из металл-полупроводниковых плёнок той же геометрии с толщинами металлических слоев, существенно превышающими толщину скин-слоя в СВЧ-диапазоне [13].

2.4.1. Методика изготовления вмещающих сред как основы комплексных материалов, содержащих металлические включения спиральной формы

Для заданного расположения и фиксирования в пространстве положения спиральных элементов необходимы так называемые вмещающие среды (host-media). Для комплексных материалов, исследованных в настоящей работе, на основе расчетов, произведенных в ГГУ имени Ф. Скорины, эти вмещающие среды были изготовлены в Институте механики металлополимерных систем им. В. А. Белого НАН Беларуси в соответствии с оригинальным melt-blowing способом получения волокнистых материалов на основе смеси ферритового наполнителя и полимерных термопластов. Суть данного способа состоит в экструзии полимера с последующей вытяжкой волокон в газовом потоке и дальнейшем их осаждении на формообразующей подложке в виде нетканой, волокнистой массы. Схема технологического процесса представлена на рис. 2.12.

Предварительно гранулированную смесь полимера и высокодисперсного наполнителя с высокой магнитной проницаемостью перерабатывают в экструдере.

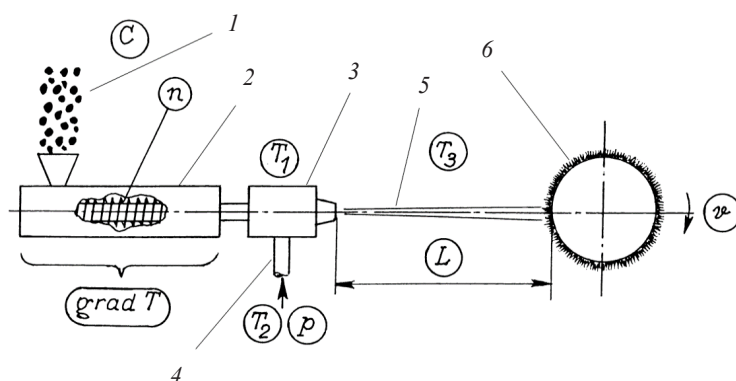


Рис. 2.12. Схема melt-blowing процесса производства нетканых волокнистых материалов:
1 – полимерный гранулят; 2 – шнековый экструдер; 3 – распылительная головка;
4 – сжатый воздух; 5 – газополимерный поток; 6 – формообразующая подложка

Композиционный расплав выдавливают через отверстия фильеры распылительной головки. Волокна расплава вытягивают газовым потоком, транспортируют и осаждают на формообразующей подложке в виде волокнистых полотен.

В melt-blowing технологии имеется возможность варьирования в широкой области параметров структуры и свойств волокнистых материалов. Эти вариации могут быть реализованы на любой стадии формирования материала. Основными технологическими параметрами, контролируемыми в ходе melt-blowing процесса, являются: температура в разных зонах экструдера (T_1 и T_2) и температура распылительной головки (T_3); частота (n) вращения шнека экструдера; давление (P) и температура (T_4) распыляющего воздуха; расстояние (L) от распылительной головки до подложки [216]. На рис. 2.13–2.15 представлены фотоизображения некоторых образцов материалов, полученных melt-blowing способом, а также указаны их состав и толщина слоя.

Металлические спиральные элементы содержатся только в образце 6 (см. рис. 2.13), изготовленном на основе плёнки ПТФЭ. Основа образца 6 залита клеем, используемым в качестве вмещающей среды. Данные образцы можно использовать в качестве прототипов при создании композитных материалов на основе металлических спиральных элементов.

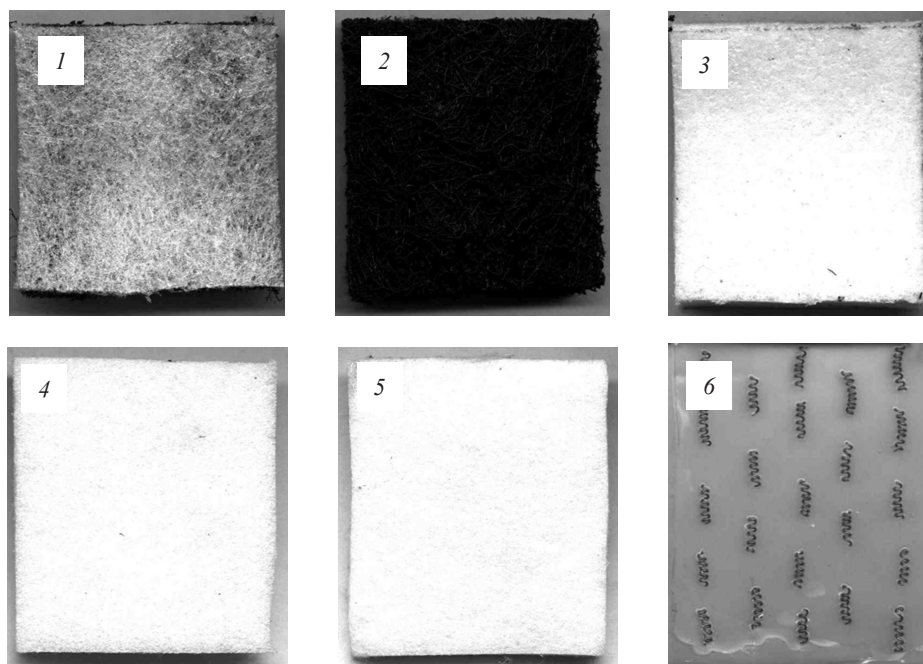


Рис. 2.13. Образцы материалов, полученных с использованием melt-blowing технологии. Состав образцов: 1 – полиэтилен высокого давления (ПЭВД) чистый толщиной 3 мм + ПЭВД с наполнителем (феррит) толщиной 8 мм; 2 – ПЭВД с наполнителем толщиной 12 мм; 3 – ПЭВД чистый толщиной 12 мм; 4 – ПЭВД чистый толщиной 3 мм; 5 – полипропилен (ПП) толщиной 3 мм; 6 – политетрафторэтилен (ПТФЭ) + клей + спирали (27 шт.)

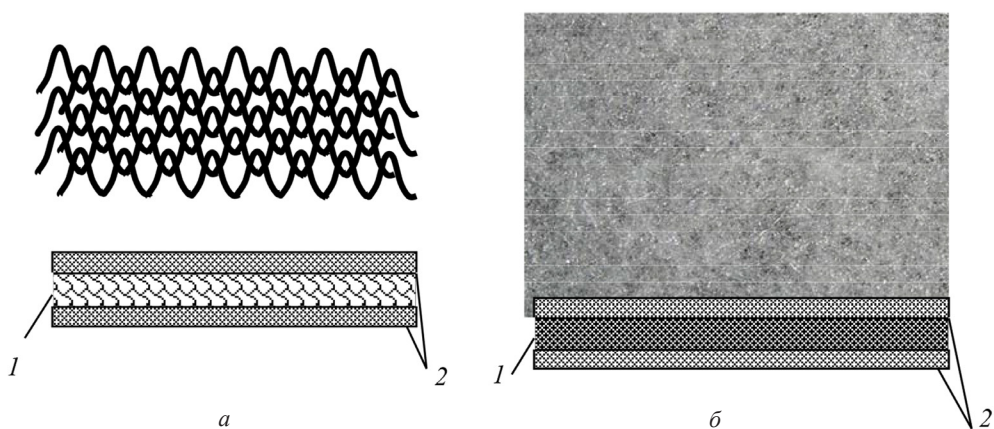


Рис. 2.14. Схема расположения слоев в комбинированных материалах и их образцы, полученные с использованием melt-blowing технологии [44-А]: *а* – металлическая сетка (1) + ПЭВД (2 – нетканый полимерный melt-blown материал); *б* – углеродная ткань «Бусофит» ТР 3/2 (1) + ПЭВД (2 – волокнистый полимерный материал)

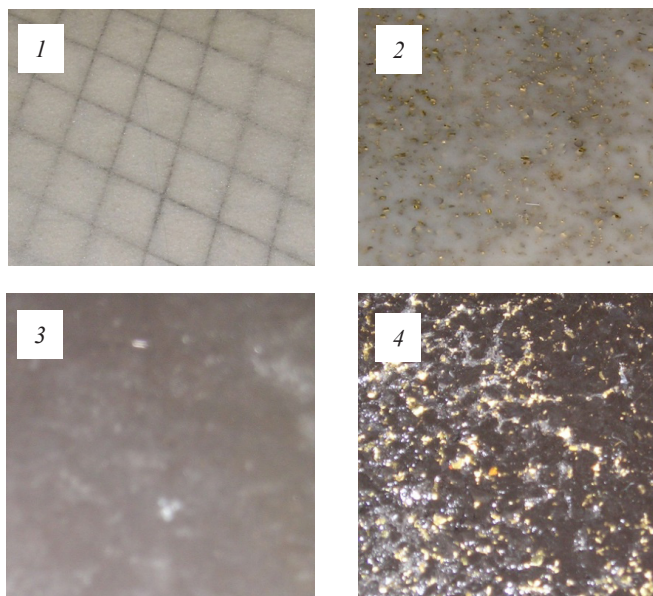


Рис. 2.15. Образцы комбинированных материалов, полученных с использованием melt-blowing технологии [44-А]: 1 – ПЭВД + углеродные нити; 2 – ПЭВД + металлическая стружка (10 мас.%); 3 – ПЭВД + марганец-цинковый феррит (МЦФ) (50 мас.%); 4 – ПЭВД + марганец-цинковый феррит (МЦФ) (50 мас.%) + металлическая стружка (10 мас.%)

В безэховой камере в ГГУ имени Ф. Скорины для образцов 1–6 (см. рис. 2.13) произведены измерения энергетических коэффициентов отражения и построены их зависимости от частоты электромагнитного излучения в диапазоне частот 2,6–3,8 ГГц, представленные на рис. 2.16.

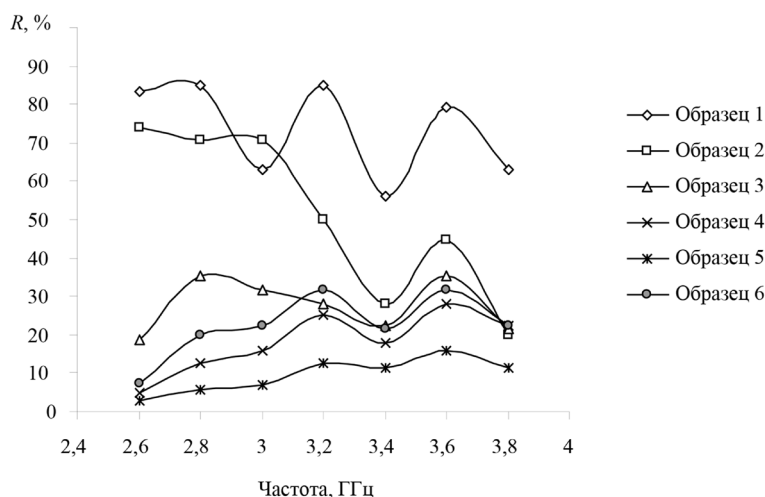


Рис. 2.16. Частотные зависимости коэффициентов отражения для экспериментальных образцов материалов

Частотные зависимости энергетических коэффициентов отражения (R) и ослабления (S) плоской электромагнитной волны (ЭМВ), нормально падающей на экспериментальный образец радиопоглощающего материала (РПМ) измерены также в волноводных линиях – в диапазоне частот 2–27 ГГц (рис. 2.17).

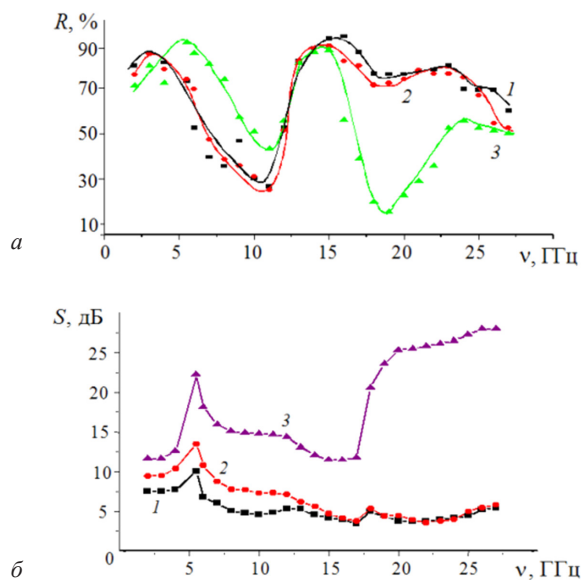


Рис. 2.17. Частотные зависимости для экспериментальных образцов РПМ [44-А]:
 a – коэффициент отражения (R); b – коэффициент ослабления (S); нормальное падение плоской ЭМВ (в волноводе) на образец РПМ толщиной $h = 3$ мм; 1 – ПЭ + МЦФ (50 мас.%, $d = 50$ –200 мкм); 2 – ПЭ + МЦФ (50 мас.%, $d = 50$ –200 мкм) + стеклосферы (10 мас.%, $d = 200$ –500 мкм); 3 – ПЭ + МЦФ (50 мас.%, $d = 50$ –200 мкм) + углеродная ткань Бусофит ТР3/2

Из графиков на рис. 2.17 следует, что замена части полимерного связующего стеклосферами и армирование композитного РПМ углеродной тканью улучшают параметры коэффициентов отражения (R) и ослабления (S). Это объясняется: во-первых, увеличением общего количества функциональных наполнителей, обеспечивающих магнитные, диэлектрические и джоулевы потери падающего на композит СВЧ-излучения (при соблюдении оптимизированной по критерию минимального отражения ЭМВ степени наполнения); во-вторых, сочетанием разных механизмов потерь; в-третьих, улучшением условий рассеяния электромагнитного излучения на структурных неоднородностях композита.

Введение в полимерную композицию углеродных или металлических волокон, разной длины и диаметра, позволяет расширить полосу и увеличить коэффициент поглощения РПМ, что аналогично введению полидисперсных наполнителей.

2.5. Используемое оборудование

2.5.1. Безэховая камера

Для испытания и измерения радиотехнической аппаратуры, которая излучает в свободное пространство, применяются безэховые камеры. Безэховая камера – помещение, которое изнутри облицовано РПМ в целях ослабления отражения от стен и обеспечения в некотором объеме камеры – безэховой зоне – заданного низкого уровня отражения, т. е. для моделирования условий, которые приближаются к условиям «свободного пространства».

Широкому применению безэховых камер способствует их помехозащищенность, которая обеспечивается экранированием. Стены современных безэховых камер с высокой эффективностью экранирования от электрических и магнитных полей выполняются из железосодержащих сплавов. Стальной тонкий экран обеспечивает ослабление магнитного поля на 60 дБ. Радиоизмерения в экранированных камерах полностью свободны от различных внешних искусственных и естественных радио- и электропомех, чем обеспечена возможность выполнять точные измерения [217].

В исследованиях использованы безэховые камеры в форме прямоугольного параллелепипеда. Это наиболее распространенная форма безэховых камер, так как она достаточно просто вписывается в конфигурацию здания.

В конструкцию безэховой камеры размерами 4,5 м × 11,4 м × 3,1 м, оборудованной в ГГУ имени Ф. Скорины (рис. 2.18) в целях обеспечения повторяемости результатов исследований и уменьшения естественного фона был внесен ряд конструктивных модификаций. Сооружение дополнительной стены из РПМ обусловило отсутствие попадания прямого излучения из передающей антенны в приемную.

Технические данные экранированной безэховой камеры ГГУ имени Ф. Скорины:

а) рабочий диапазон частот – 1,0–37,5 ГГц;
б) коэффициент безэховости в цилиндрической области по горизонтальной оси симметрии камеры:

- 50,0 дБ при диаметре области 10 см;
- 40,0 дБ при диаметре области 20 см;
- 39,3 дБ при диаметре области 30 см;
- 38,3 дБ при диаметре области 40 см.

Экспериментальные исследования в СВЧ-диапазоне производились также в лаборатории «Метаматериалы» Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург). Безэховая камера размерами 9,0 м × 5,0 м × 4,0 м, в которой производились экспериментальные измерения, покрыта высокоэффективными широкополосными пирамидальными поглотителями (рис. 2.19).

Ширина и высота камеры должна быть в 2–4 раза меньше ее длины. Эти размеры выбираются с учетом условия, что угол падения зеркального луча на РПМ стен, потолка и пола не должен превышать 60°, так как практически у всех РПМ коэффициент отражения заметно увеличивается при углах падения, больших 60° [217].

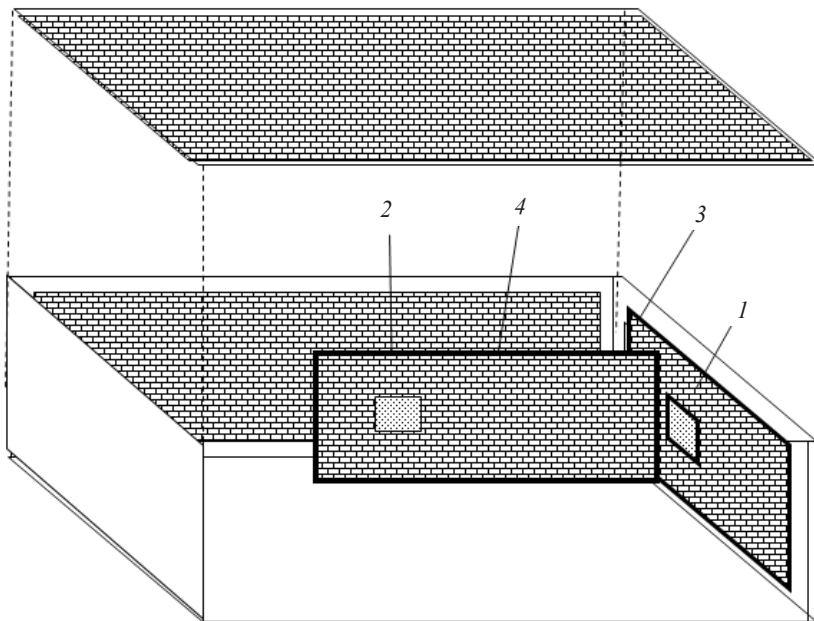


Рис. 2.18. Схематическое изображение безэховой камеры, обустроенной в ГГУ имени Ф. Скорины: 1 – передающая антенна; 2 – приемная антенна; 3 – вход в безэховую камеру; 4 – стена из РПМ

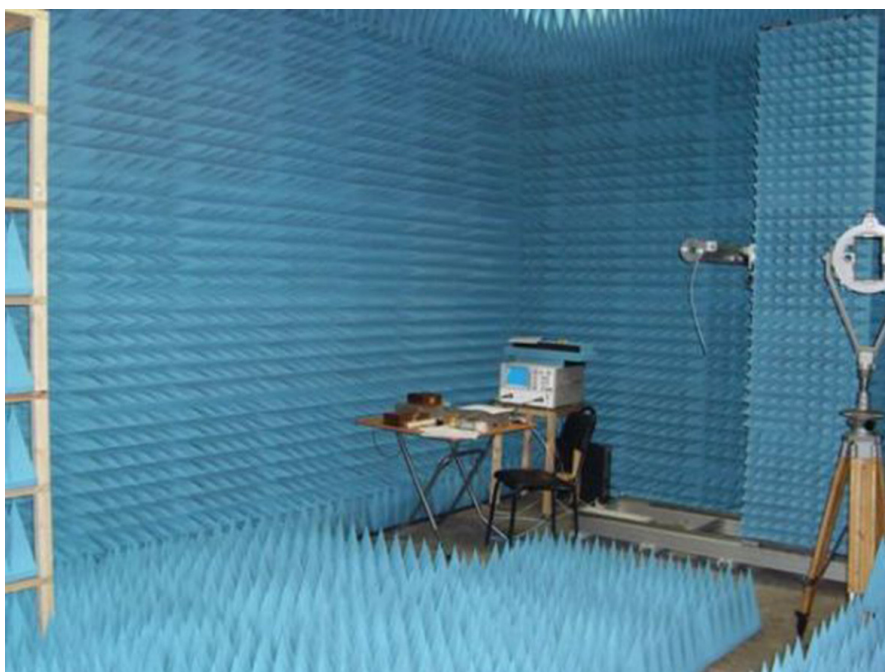


Рис. 2.19. Безэховая камера с пирамидальными поглотителями, оборудованная в университете ИТМО (г. Санкт-Петербург)

2.5.2. Радиопоглощающие материалы

Все РПМ по физическим явлениям, ответственным за поглощение, делятся на РПМ с электрическим и с магнитным поглощением. Электропоглощающие материалы, в свою очередь, можно разделить на три подгруппы:

- узкодиапазонные интерференционного типа;
- широкодиапазонные многослойные;
- широкодиапазонные шиповидные.

РПМ интерференционного типа представляет четвертьволновой поглощающий слой, нанесенный на металлический экран. Электромагнитная волна, проходя через четвертьволновой слой, отражается от металла и выходит на поверхность слоя со сдвигом фазы на 180° относительно волны, отраженной непосредственно от входной поверхности РПМ. Вследствие интерференции волны взаимно ослабляют друг друга и отражение от материала незначительно. Однако при изменении длины волны или угла ее падения на материал сдвиг фаз для волн, отраженных от обеих поверхностей четвертьволнового слоя, отличается от 180° и коэффициент отражения падающих волн материалом заметно увеличивается.

Чтобы РПМ поглощал электромагнитные волны в широком диапазоне частот и углов падения и слабо отражал, необходимо выполнить два условия:



Рис. 2.20. Пенопластовый блок, содержащий конусовидные «елочки» из стекловолокна

– РПМ должен быть хорошо согласован со «свободным пространством», с тем, чтобы на границе материала отражение было минимальным, и падающая волна в максимальной степени проникала внутрь материала;

– энергия волны, прошедшей в материал, должна в нем поглотиться [217].

Внутренняя поверхность безэховой камеры ГГУ имени Ф. Скорины до 2018 г. была облицована специальным высокочастотным РПМ БМП-1. РПМ представляет пенопластовые блоки, в которые установлены «елочки» конусовидной формы, выполненные из стекловолокна (рис. 2.20).

В 2018 г. проведена реновация безэховой камеры в ГГУ имени Ф. Скорины (рис. 2.21) с помощью широкодиапазонного поглотителя электромагнитных волн (ПЭВ) «ТОРА-25», «ТОРА-9», который представляет собой диэлектрический РПМ пирамидального типа в виде панелей из эластичного пенопо-

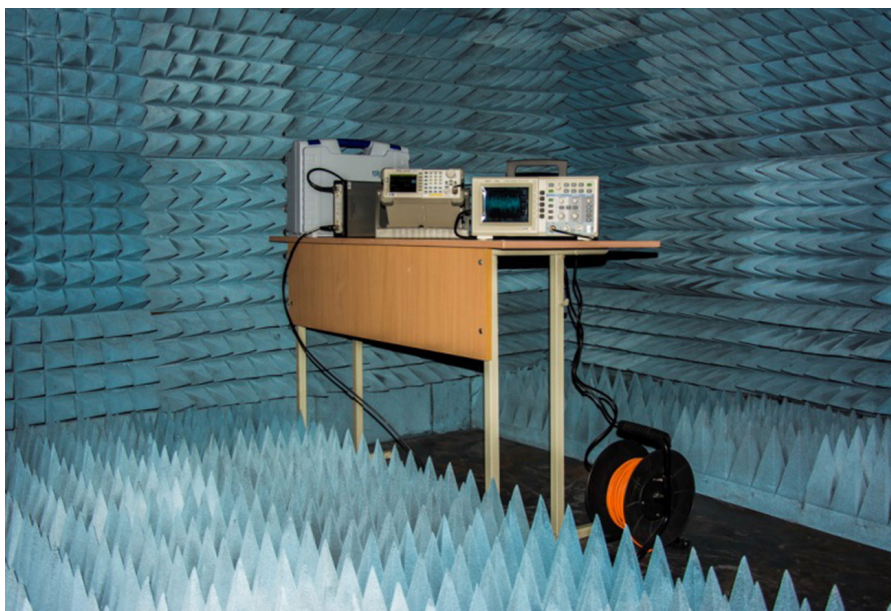


Рис. 2.21. Обновленная безэховая камера ГГУ имени Ф. Скорины, 2018 г.

лиуретана с углеродным наполнителем и предназначен для покрытия внутренних поверхностей в высококачественных безэховых камерах (рис. 2.22). ПЭВ «ТОРА», производимый в НИИ прикладных физических проблем БГУ, обеспечивает проведение высокоточных измерений характеристик антенной техники и испытаний радиоэлектронной аппаратуры на электромагнитную совместимость и по своим электродинамическим и эксплуатационным характеристиками не уступает лучшим мировым аналогам (табл. 2.1).

Безэховая камера Университета ИТМО (г. Санк-Петербург) покрыта высокоэффективными широкополосными пирамидальными поглотителями ECCOSORB VHP-12-NRL (рис. 2.23), изготовителем которых является компания EMERSON & CUMING Microwave Products. Данный материал характеризуется высокими показателями ослабления излучения в широком диапазоне частот – при нормальном падении и широком интервале углов облучения.

В табл. 2.2 указаны в логарифмической шкале энергетические коэффициенты отражения R излучения различной частоты при его падении нормально к плоскости основания слоя материала ECCOSORB VHP-12-NRL.

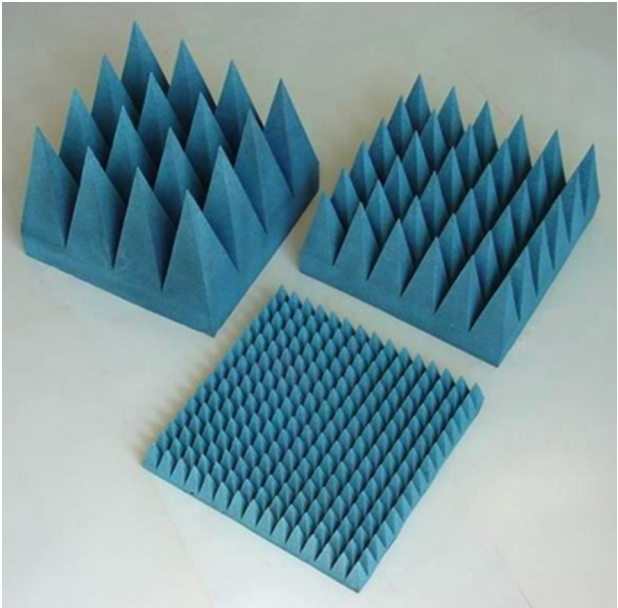


Рис. 2.22. Пирамидальные поглотители «ТОРА»

Таблица 2.1. Зависимость коэффициента отражения материала ТОРА-25 и ТОРА-9 от частоты электромагнитного излучения

Коэффициент отражения при нормальном падении на рабочую поверхность, дБ						
Частота ГГц	0,5	1,5	3,0	6,0	10,0	37,5
ТОРА-25	—	–30	–35	–40	–45	–50
ТОРА-9	—	—	–20	–30	–40	–45

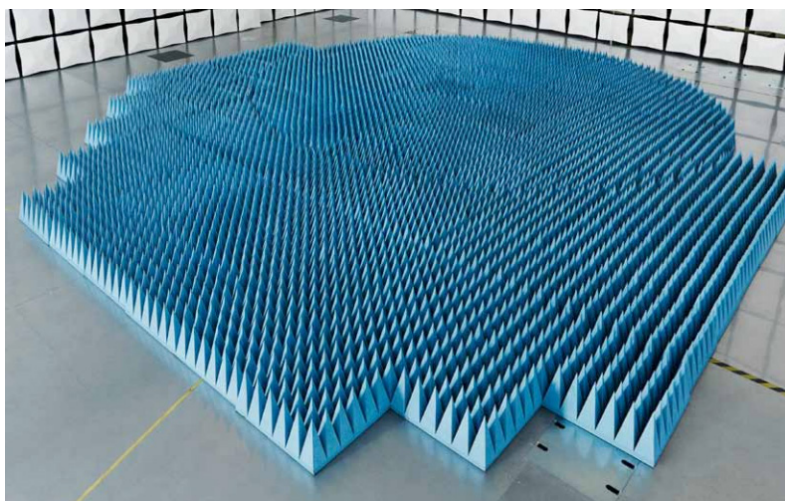


Рис. 2.23. Пирамидальные поглотители Eccosorb VHP-12-NRL

Таблица 2.2. Зависимость коэффициента отражения материала ECCOSORB VHP-12-NRL от частоты электромагнитного излучения

Частота	200 МГц	300 МГц	500 МГц	1 ГГц	3 ГГц	5 ГГц	10 ГГц	15 ГГц	24 ГГц
R , дБ	0	0	-25	-35	-40	-50	-50	-50	-50

Внутри бэзэховой камеры размещались исследуемые образцы и оборудование, которое описано в следующем подпункте.

2.5.3. Экспериментальное оборудование

При экспериментальных исследованиях в СВЧ-диапазоне в бэзэховой камере ГГУ имени Ф. Скорины использовалось стандартное оборудование: приемник измерительный П5-5Б, генератор сигналов высокочастотный Г4-80, рупорная антенна П6-23А.

2.5.3.1. Приемник измерительный П5-5Б

Приемник измерительный П5-5Б (рис. 2.24: 2) предназначен для относительных и абсолютных измерений мощности синусоидального сигнала, измерения напряженности и плотности потока мощности электромагнитного поля при наличии измерительных антенн с известными параметрами, а также для индикации пикового значения напряжения сигналов при непрерывной генерации, импульсно-модулированных и амплитудно-модулированных сигналов.

Приемник измерительный П5-5Б обеспечивает возможность измерений в частотном диапазоне 2,35–4,00 ГГц [218].

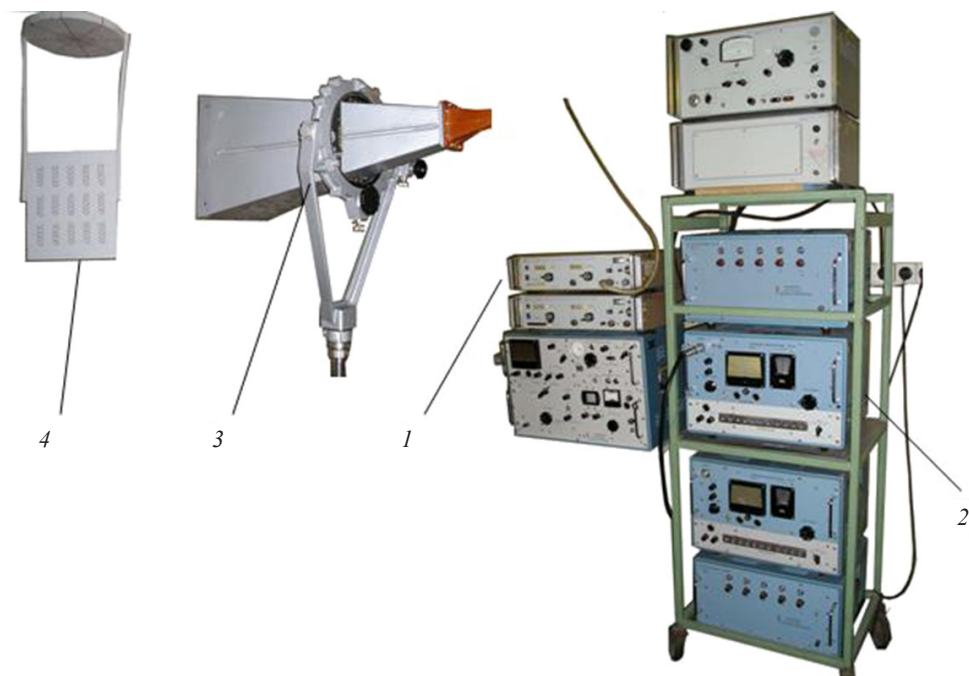


Рис. 2.24. Комплекс экспериментального оборудования, установленного в безэховой камере ГГУ имени Ф. Скорины: 1 – генератор сигналов высокочастотный Г4-80; 2 – приемник измерительный П5-5Б; 3 – рупорная антенна П6-23А; 4 – образец

2.5.3.2. Генератор сигналов высокочастотный Г4-80

Генератор сигналов высокочастотный Г4-80 (рис. 2.24: 1) предназначен для проверки, регулировки и исследования радиоэлектронной аппаратуры в помещениях при рабочих температурах в пределах от $+5\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ и при относительной влажности до 95 % – при температуре воздуха $+30\text{ }^{\circ}\text{C}$. Диапазон частот генератора сигналов Г4-80 составляет 2,56–4,00 ГГц.

Генератор сигналов высокочастотный Г4-80 выполняет функции источника СВЧ сигналов, калиброванных по параметрам импульсной модуляции, по уровню выходной мощности и по частоте [219].

2.5.3.3. Рупорная антенна П6-23А

В качестве излучающей и приемной антенны в работе использована рупорная антенна П6-23А (рис. 2.24: 3) – антенна, применяемая в СВЧ-диапазоне.

С применением рупора, установленного на конце волновода, формировалось направленное излучение с максимумом плотности мощности в направлении, перпендикулярном плоскости раскрыва рупора.

Рупорные антенны широко применяются главным образом в СВЧ-диапазоне. Направленность действия рупорной антенны определяется характером

распределения фаз и амплитуд электромагнитного поля в плоскости раскрыва рупора, а также размерами и формой самого рупора. Кроме концентрации излучения волн рупор обеспечивает также плавный переход излучения из волновода в свободное пространство и, следовательно, значительное ослабление отражения волн от открытого конца волновода.

2.5.3.4. Измерение поляризационной характеристики электромагнитной волны, рассеянной на двумерном массиве

Для измерения поляризационной характеристики в работе применяется метод, основанный на использовании приемной антенны с линейной поляризацией поля (рупорная антенна).

Поляризационный эллипс лежит в плоскости фронта волны, поэтому плоскость приемной антенны совмещается с плоскостью, которая перпендикулярна направлению распространения волны, отраженной от образца двумерного массива.

Для измерения поляризационной характеристики приемную рупорную антенну поворачивают вокруг горизонтальной оси, которая совпадает с направлением распространения отраженной от образца волны и проходит через точку, в которой определяется поляризационная характеристика.

Рупорная антенна соединена с приемником, по шкале индикатора которого определяется относительный уровень интенсивности сигнала.

Исследования проводятся в безэховой камере с целью уменьшения отражения от стен и создания условий, приближающихся к условиям «свободного пространства».

Схема проведения эксперимента приведена на рис. 2.25.

Генератор 4 настраивается на заданную частоту, сигнал подается на рупорную антенну 1, излучающую линейно поляризованную электромагнитную волну, вектор напряженности электрического поля которой ориентирован перпендикулярно плоскости рисунка. Рассеянное образцом 3 излучение исследуется приемной рупорной антенной 2, которая поворачивается с шагом 5° вокруг горизонтальной оси. В каждом положении приемной антенны уровень падающего на нее сигнала будет пропорционален максимальной проекции на плоскость приема антенны вращающегося вектора электрического поля, значение которого определяется по индикатору приемника 5.

Стена из РПМ 6 защищает приемную антенну от прямого попадания сигнала из передающей антенны и обеспечивает защиту экспериментатора от излучения электромагнитных волн СВЧ-диапазона.

В результате измерений поляризационный эллипс 2, показанный на рис. 2.26, а пунктиром, непосредственно не определяется, а получается поляризационная диаграмма, изображенная на указанном рисунке сплошной кривой 1.

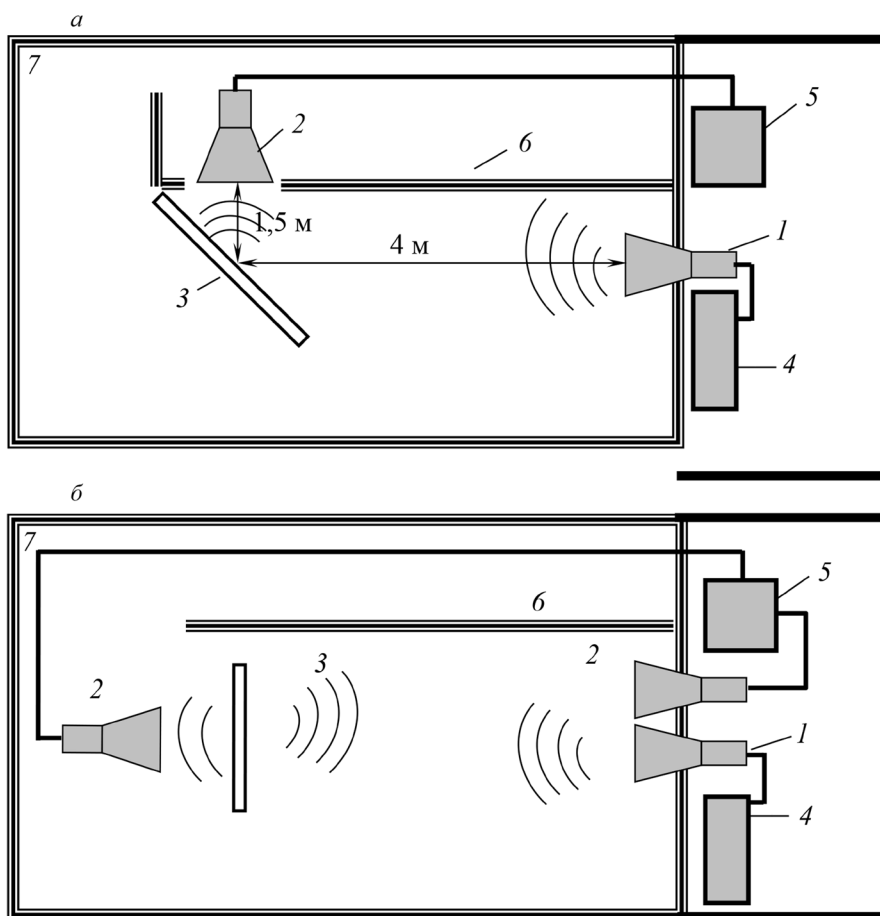


Рис. 2.25. Схема проведения эксперимента при наклонном (а) и нормальном (б) падении волны на образец; 1, 2 – антенны измерительные П6-23А; 3 – исследуемый образец; 4 – генератор ГЧ-80 (2,56–4,0 ГГц); 5 – приемник измерительный П5-5Б (2,35–4,0 ГГц); 6 – стена из РПМ; 7 – безэховая камера

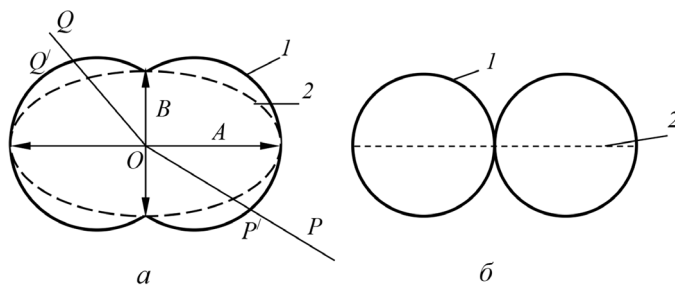


Рис. 2.26. Связь между измеренной поляризационной диаграммой (1) и поляризационным эллипсом (2) для волны с эллиптической (а) и линейной (б) поляризацией

Например, если плоскость приема антенны ориентирована вдоль направления OP , то интенсивность сигнала в ней будет пропорциональна максимальной проекции на это направление вращающегося вектора поля, т. е. пропорциональна отрезку OP' . Если плоскость приема антенны ориентирована вдоль направления OQ , то интенсивность сигнала в ней будет пропорциональна отрезку OQ' и т. д.

В случае электромагнитного поля линейной поляризации эллипс поляризации вырождается в прямую линию 2 (рис. 2.26, б), а поляризационная диаграмма I имеет вид восьмерки.

По измеренной поляризационной диаграмме можно построить поляризационный эллипс, однако практически в этом нет необходимости, так как коэффициент эллиптичности K поляризационного эллипса

$$K = \frac{B}{A} = \frac{I_{\min}}{I_{\max}}$$

можно определить непосредственно из поляризационной диаграммы как отношение минимального значения уровня сигнала к максимальному, которые определяются по показаниям индикатора приемника [220].

2.5.3.5. Экспериментальные комплексы

При экспериментальных исследованиях в СВЧ-диапазоне в лаборатории «Метаматериалы» Университета ИТМО (г. Санкт-Петербург) измерения производились с использованием векторного анализатора электрических цепей Agilent PNA E8362C (рис. 2.27, а); в ГГУ имени Ф. Скорины – векторного анализатора цепей PicoVNA 106 (рис. 2.27, б), осциллографа с шиной USB Agilent Technologies U2701A (рис. 2.27, в); в качестве СВЧ излучателя и приемника в лаборатории «Метаматериалы» применялись сверхширокополосные антенны ТМА 1.0–18.0 КВ; кроме этого, в измерительный комплекс включались азимутально-поворотное устройство и прецизионный трехкоординатный (X, Y, Z) сканер (рис. 2.28).

Экспериментальные исследования свойств образцов материалов в терагерцовом диапазоне производились также в Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, в Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН с использованием излучения лазера на свободных электронах (рис. 2.29).

Лазер на свободных электронах, построенный в Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН (Новосибирский лазер на свободных электронах – ЛСЭ), – самый мощный в мире источник терагерцового (субмиллиметрового) излучения. Излучение этого источника выведено из ускорительного зала на шесть экспериментальных станций, на которых решаются задачи физики, химии, биологии и медицины. Новосибирский ЛСЭ построен на базе электронного ускорителя-рекуператора и предназначен для генерации узких

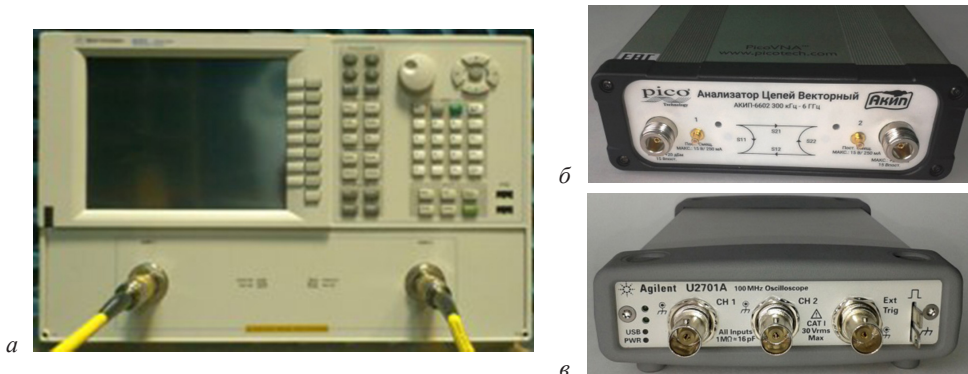


Рис. 2.27. Экспериментальное оборудование: *а* – векторный анализатор электрических цепей PNA E8362C (10 МГц – 20 ГГц); *б* – векторный анализатор цепей PicoVNA 106 (АКИП-6602, 300кГц – 6ГГц); *в* – осциллограф с шиной USB Agilent Technologies U2701A

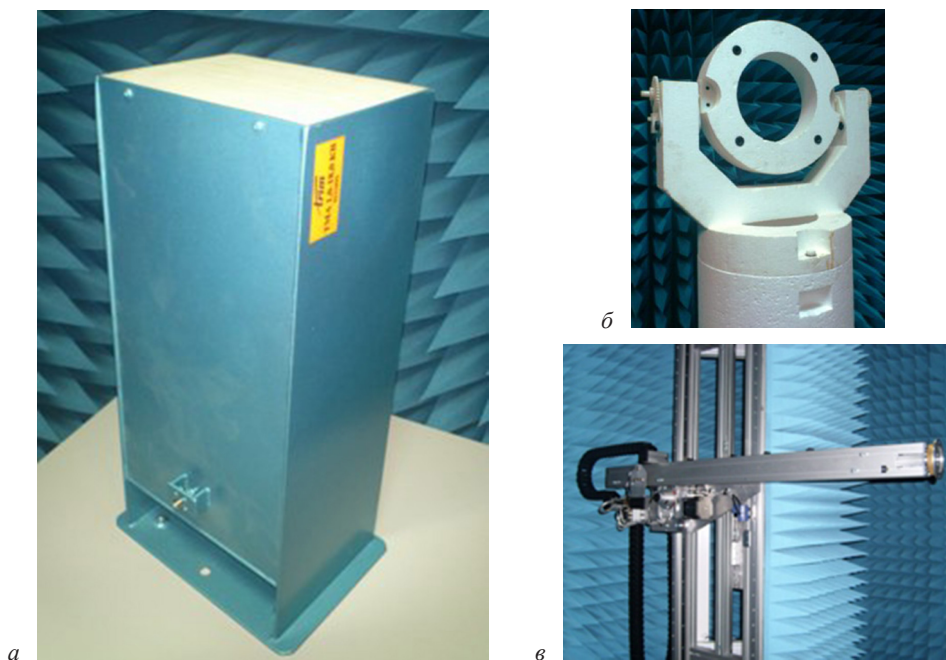


Рис. 2.28. Экспериментальное оборудование университета ИТМО (г. Санкт-Петербург): *а* – сверхширокополосная антенна ТМА 1.0–18.0 КВ (диапазон рабочих частот – 0,75–18,0 ГГц; коэффициент усиления – 6–24 дБ); *б* – азимутально-поворотное устройство на основе прецизионного позиционера AL-560-1; *в* – прецизионный трехкоординатный (X, Y, Z) сканер размерами 240 см × 240 см × 25 см

спектральных линий с плавной перестройкой длин волн в диапазоне от 5 до 240 мкм. К настоящему времени реализована генерация излучения в диапазоне длин волн от 50 до 240 мкм. Данное излучение характеризуется относительной линией излучения 0,3 %, частотой повторения импульсов, равной

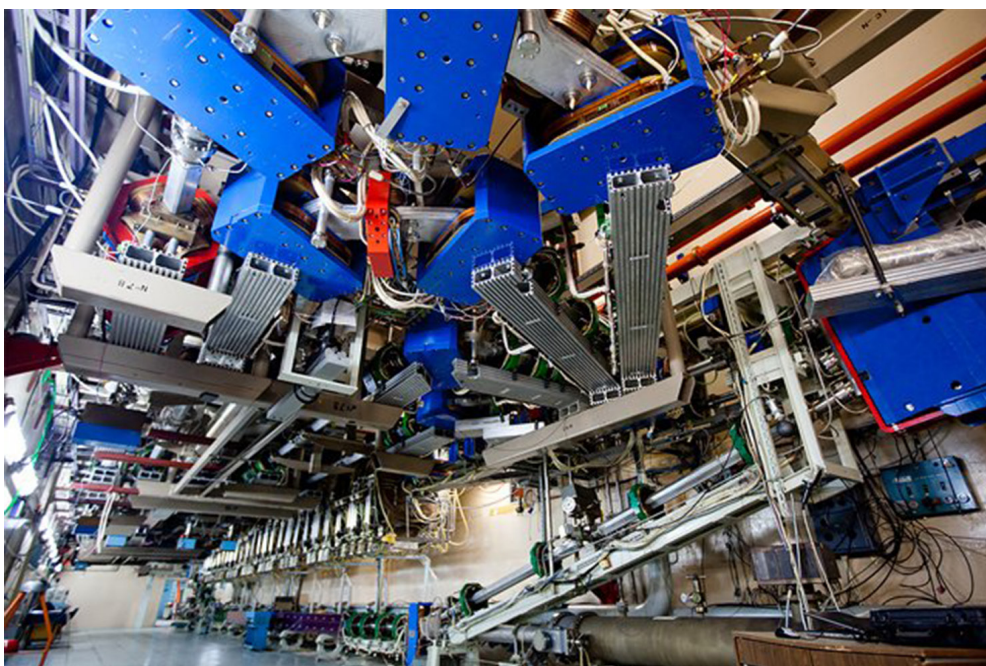


Рис. 2.29. Лазер на свободных электронах терагерцового диапазона

5,6 МГц, и используется в научных и прикладных исследованиях. Средняя мощность излучения *лазера на свободных электронах* в данном диапазоне достигает 400 Вт и на несколько порядков превосходит мощность всех существующих в мире источников терагерцового диапазона. Поэтому с использованием Новосибирского ЛСЭ удастся производить уникальные научные и прикладные исследования, которым нет аналогов в мире.

Экспериментальные исследования спектров пропускания и отражения образцов метаматериалов в терагерцовом диапазоне производились также в Институте физики НАН Беларуси – в соответствии с методом регистрации временных профилей импульсов терагерцового излучения (time-domain spectroscopy, TDS). Для этих целей был разработан и создан терагерцовый лазерно-оптический стенд, в котором использован фемтосекундный лазер на основе KYW : Yb, генерирующий излучение с длиной волны 1030 нм и длительностью импульса ~ 100 фс (рис. 2.30).

Исследование свойств вмещающих сред как основы комплексных материалов, содержащих металлические включения спиральной формы, производилось в лаборатории физики твердого тела Института физики Ягеллонского университета (г. Краков, Польша) с использованием дифференциального сканирующего калориметра Pyris 1 DSC фирмы Perkin Elmer (рис. 2.31).

Нагревание и охлаждение образцов производилось с использованием установки для термального анализа CryoFill фирмы Perkin Elmer, в которой в качестве охлаждающего реагента применяется жидкий азот (N_2). Образец



Рис. 2.30. Терагерцовый лазерно-оптический стенд, созданный в Институте физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси



Рис. 2.31. Общий вид экспериментальной установки Института физики Ягеллонского университета (г. Краков, Польша): дифференциальный сканирующий калориметр Pyris 1 DSC (в центре), установка для термального анализа CryoFill с баллонами жидкого азота (слева), управляющий компьютерный терминал (справа)



Рис. 2.32. Кювета для помещения образца диаметром 5,0 мм и высотой 1,5 мм

помещался в кювету, накрывался круглой пластиной, а затем на специальном прессе края кюветы плотно завальцовывались (рис. 2.32).

Исследования производились в температурном интервале от $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$. Схема измерений для всех образцов была следующей: образец помещался в термокамеру калориметра, в течение 1 мин выдерживался при температуре $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$, затем охлаждался со скоростью $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ в минуту до температуры $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, после чего в течение 1 мин выдерживался при температуре $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, а затем нагревался со скоростью $10\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ до температуры $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$.

На рис. 2.33 представлены результаты измерений теплового потока в зависимости от температуры, выполненные с использованием дифференциального сканирующего калориметра применительно к образцам из разных базовых материалов.

Образцы плёнок ПТФЭ исследовались также с использованием поляризационного микроскопа Carl Zeiss (рис. 2.34), оснащенного приставкой Heat stage FP82 фирмы Mettler-Toledo и фотокамерой.

На рис. 2.35 представлены фотографии текстуры ПТФЭ при различных температурах.

В результате анализа текстур был подтвержден вывод, сделанный в ходе калориметрических исследований, о наличии в образце ПТФЭ фазового перехода в интервале температур от $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $19\text{ }^{\circ}\text{C}$ (см. рис. 2.35).

Известно также, что ПТФЭ имеет несколько температурных точек перехода [221]. При $19\text{ }^{\circ}\text{C}$ реализуется фазовый переход, связанный с преобразованием спирального строения макромолекул, входящих в кристаллическую решетку – тригональная элементарная ячейка трансформируется в гексагональную. Это обусловлено тем, что при температуре ниже $19\text{ }^{\circ}\text{C}$ устойчива спираль, состоящая из 13 групп CF_2 , а при температуре выше $19\text{ }^{\circ}\text{C}$ – состоящая из 15 таких групп.

Образцы ДНК березы повислой (лат. *Betula pendula*) были предоставлены для экспериментов Государственным научным учреждением «Институт леса» НАН Беларуси. Исследования произведены в ГГУ имени Ф. Скорины с использованием экспериментального комплекса, предназначенного для определения поляризационных и энергетических характеристик лазерного излучения видимого диапазона, прошедшего через образцы ДНК. В качестве источника света применялся He–Ne лазер, генерирующий излучение с длиной волны $\lambda = 633\text{ нм}$. Структурная схема данного экспериментального комплекса изображена на рис. 2.36, а внешний вид экспериментальной установки и измерительного оборудования – на рис. 2.37.

В эксперименте He–Ne лазером L (рис. 2.36) формируется пучок узконаправленного частично линейно поляризованного излучения. В структурную схему установки введены:

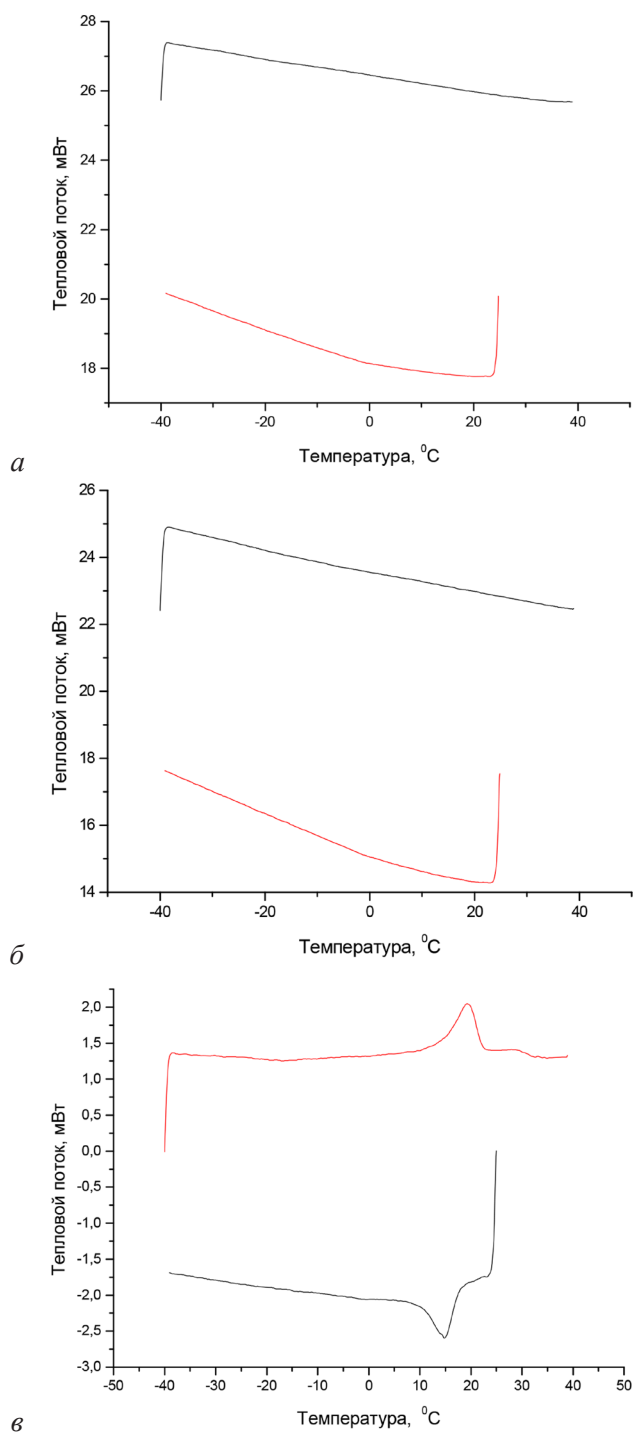


Рис. 2.33. Зависимость теплового потока от температуры в образцах:
 а – из ПЭВД; б – из полипропилена; в – из ПТФЭ

- оптический фильтр F , предназначенный для уменьшения интенсивности лазерного излучения;
- кристалл исландского шпата C , который разделяет лазерный пучок на два линейно поляризованных пучка, один из которых поглощается диафрагмой D , а второй проходит через нее и далее падает на четвертьволновую пластинку P ;
- анализатор A' , применяемый для определения типа поляризации излучения, вышедшего из четвертьволновой пластинки P ;
- образец S ДНК березы, заключенный в прозрачную полимерную плёнку;
- чувствительный измеритель мощности излучения PM .

Для исследования поляризационной селективности молекулы ДНК в УФ диапазоне длин волн за основу экспериментальной установки был принят этот же экспериментальный комплекс, но для облучения образцов применялось излучение, соответствующее по частоте четвертой гармонике АИГ-неодимового лазера (длина волны $\lambda = 266$ нм).

Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования зависимости коэффициента пропускания лазерного УФ излучения образцами ДНК от типа поляризации излучения приведена на рис. 2.38.

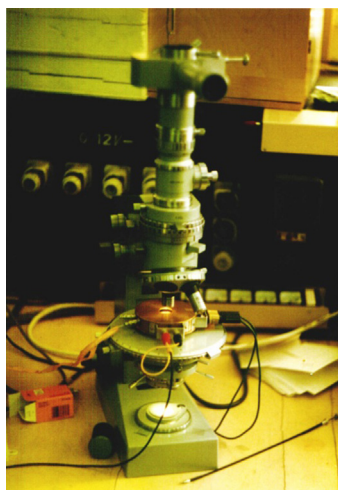


Рис. 2.34. Общий вид поляризационного микроскопа Carl Zeiss без приставки и фотокамеры

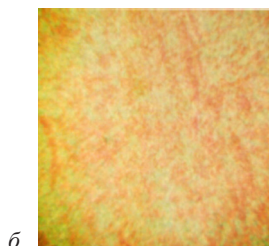
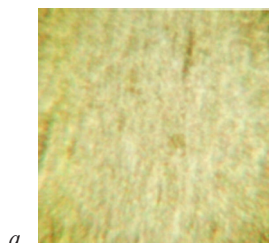


Рис. 2.35. Текстура ПТФЭ при температуре 20 °С (а) и 10 °С (б)

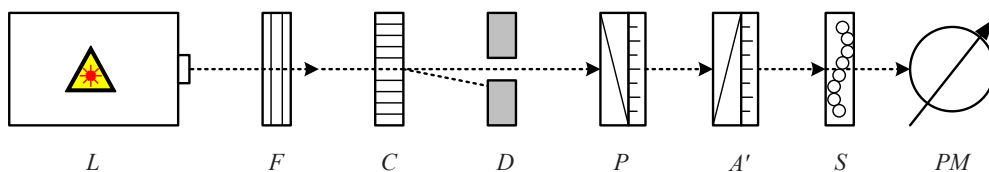


Рис. 2.36. Структурная схема экспериментального комплекса

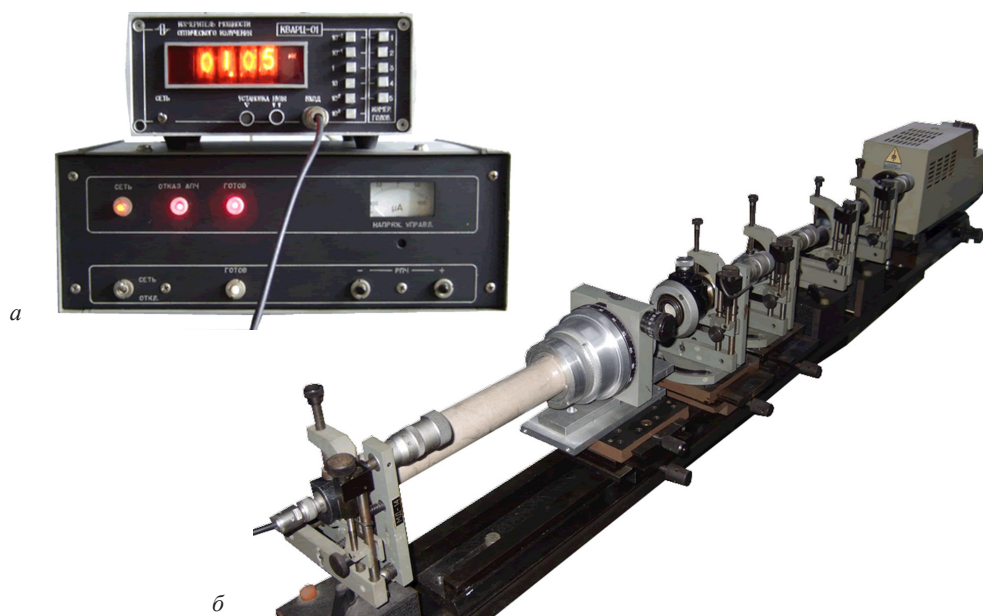


Рис. 2.37. Внешний вид измерительного оборудования (а) и экспериментальной установки (б)

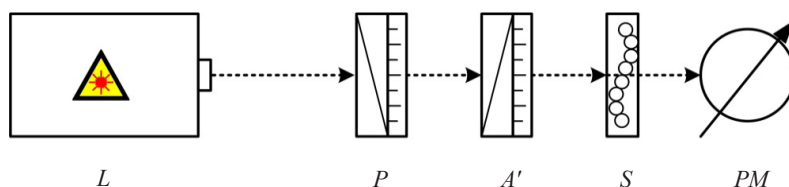


Рис. 2.38. Структурная схема экспериментальной установки для наблюдения циркулярного дихроизма в УФ диапазоне

Данная структурная схема отличается от аналогичной схемы для видимого диапазона (см. рис. 2.37) в первую очередь тем, что в ней отсутствует двулучепреломляющий кристалл, так как АИГ-неодимовый лазер, используемый в данной установке, генерирует линейно поляризованное излучение достаточно высокой степени поляризации, и поэтому нет необходимости в дополнительной поляризации пучка. Пучок узконаправленного излучения с длиной волны $\lambda = 266$ нм, формируемый лазером L , жестко закрепленным на оптической скамье, падает на четвертьволновую пластинку P , рассчитанную на данную длину волны. Четвертьволновая пластинка, изготовленная из кварца, который прозрачен для УФ излучения, помещена во вращающуюся металлическую оправу, на которую нанесена шкала, градуированная в угловых градусах. Вращающаяся оправа установлена во втулке, жестко скрепленной с металлической стойкой, которая может быть закреплена на оптической скамье. Анализатор A' – призма Глана–Фуко применяется для определения типа поляризации лазерного излучения. В эксперименте по определению интен-



Рис. 2.39. Кюветы с раствором растительной ДНК

сивности поглощенного ДНК излучения призма Глана–Фуко удаляется с оптической скамьи. На рис. 2.38 символом S обозначен образец водного раствора ДНК; PM – измеритель мощности излучения. Так как АИГ-неодимовый лазер работает в импульсном режиме, в качестве измерителя мощности излучения PM использовался калориметрический приемник, для которого характерна значительная инерционность.

Для экспериментального исследования спектров поглощения УФ излучения использовались растворы ДНК в дистиллированной воде (концентрация 100 нг/мл), которыми наполнялись мерные кюветы (рис. 2.39).

При вращении четвертьволновой пластинки поляризация излучения плавно изменяется от линейной к циркулярной и обратно, при этом коэффициент прохождения света через ДНК также изменяется.

УФ спектры поглощения исследуемого раствора растительных ДНК регистрировались на спектрофотометре Spesord M40 (рис. 2.40) в интервале длин волн 220–300 нм.

На рис. 2.40, б приведена фотография одного из каналов спектрофотометра с размещенными в нем призмой Глана, четвертьволновой пластинкой и слоем раствора ДНК, находящимся между двумя кварцевыми стеклами. Структурная оптическая схема установки, показанной на рис. 2.40, соответствует схеме эксперимента, приведенной на рисунке 2.38.

Необходимо отметить, что измерения в терагерцовом диапазоне с использованием лазера на свободных электронах выполнены в Институте ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН и Институте физики полупроводников имени А. В. Ржанова СО РАН С. В. Голодом, А. Г. Милехиным, В. В. Кубаревым под руководством В. Я. Принца, Е. В. Наумовой – в рамках совместных белорусско-российских проектов.

Спектроскопические измерения в терагерцовом диапазоне с использованием фемтосекундных лазеров произведены в Институте физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси под руководством А. М. Гончаренко, Г. В. Синицына.

Измерения, целью которых была экспериментальная проверка теоретических предсказаний о возможности использования спиральных элементов для трансформации падающего линейно поляризованного излучения в цирку-



Рис. 2.40. Спектрофотометр Specord M 40:
а – внешний вид; *б* – фото одного из каналов спектрофотометра

лярно поляризованную волну, в СВЧ-диапазоне выполнялись в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики» (Университет ИТМО, Российская Федерация) А. П. Слобожанюком, С. Д. Барсуковым, А. С. Побияхой под руководством П. А. Белова.

Среды для матриц комплексных материалов изготавливались в Институте механики металлополимерных систем имени В. А. Белого НАН Беларуси под руководством В. А. Банного.

Исследование свойств сред, содержащих спиральные включения, производилось в Ягеллонском университете (г. Краков, Польша) под руководством С. Вробеля (S. Wrobel).

Образцы ДНК приготовлены в Институте леса НАН Беларуси под руководством В. А. Ипатьева. Образцы с Ω -структурой для СВЧ-диапазона изготовлены в Международной китайско-белорусской научной лаборатории по вакуумно-плазменным технологиям (ГГУ имени Ф. Скорины и Нанкинский университет науки и технологии) Н. Н. Федосенко, Д. Г. Пилипцовым,

М. А. Подаловым под руководством А. В. Рогачева. Образцы с Ω -структурой для терагерцового диапазона изготовлены в ОАО «ИНТЕГРАЛ» под руководством Н. С. Ковальчук.

Компьютерное моделирование производилось с помощью лицензионного пакета программ ANSYS HFSS, предоставленного Университетом Аалто (Финляндия) в рамках совместных белорусско-финских проектов, В. С. Асачим и И. А. Фаняевым под руководством С. Третьякова (S. Tretyakov).

2.6. Общая методика теоретических исследований

Общая методика теоретического исследования свойств электромагнитных волн в гиротропных средах с периодической структурой основана на решении уравнений Максвелла, дополненных феноменологическими материальными уравнениями.

При выборе уравнений связи, характеризующих свойства среды, используются принцип симметрии кинетических коэффициентов Онзагера–Казимира и закон сохранения энергии поля, а также учитывается кристаллографическая симметрия среды.

Амплитуды и фазы собственных мод, а также прошедших, отраженных и обращенных волн рассчитаны в результате аналитического и численного решений граничной задачи. Использованы стандартные условия непрерывности компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей на границах кристалла. Таким образом, учтены многократные отражения волн от поверхностей раздела сред.

2.7. Методика статистической обработки результатов исследований

Статистическая обработка результатов экспериментальных исследований производилась в соответствии с известными методиками, описанными, например, в работах [222–224].

Среднее арифметическое значение многократно измеренной величины вычислялось по формуле

$$\bar{x} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m x_i, \quad (2.1)$$

где m – число измерений; x_i – значение измеряемой величины, полученное при i -м измерении.

Среднее квадратичное отклонение от среднего арифметического значения вычислялось по формуле

$$S_x = \sqrt{\frac{1}{m(m-1)} \sum_{i=1}^m (x_i - \bar{x})^2}. \quad (2.2)$$

После задания доверительной вероятности δ и определения коэффициента Стьюдента t_s (по таблице, с учетом значений δ и m) вычисляется модуль доверительного интервала

$$\Delta x = t_s S_x. \quad (2.3)$$

Результаты прямых измерений записывались в виде

$$x = \bar{x} \pm \Delta x, \quad \varepsilon = A\%, \quad \delta = B, \quad (2.4)$$

где $\varepsilon = A = \frac{\Delta x}{\bar{x}} \cdot 100\%$ – относительная погрешность измерения; B – заданная доверительная вероятность.

Погрешность экспериментальных результатов определялась с учетом нормального распределения и доверительной вероятности, равной 0,9.

Статистическая обработка экспериментальных данных производилась с использованием специальных программных средств: математического пакета MathCAD 14.0 и электронных таблиц Microsoft Excel 2007–2016.

Выводы

В настоящей главе содержится общая характеристика работ на разных этапах исследования и использованных при этом средств, в частности:

- перечислены и кратко охарактеризованы основные этапы производственного в работе исследования распространения электромагнитных волн в метаматериалах и спирально-структурированных системах с оптимальными параметрами;
- обоснована целесообразность применения и описана суть методов, использованных при изготовлении экспериментальных образцов метаматериалов на основе спиральных элементов, предназначенных для работы в СВЧ и терагерцовом диапазоне;
- приведено описание оборудования, использованного в экспериментальных исследованиях;
- кратко изложена общая методика теоретического исследования свойств электромагнитных волн в гиротропных средах с периодической структурой.

В завершение главы кратко описана методика статистической обработки результатов исследований.

ИСКУССТВЕННЫЕ СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ ИЗ ЭЛЕМЕНТОВ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ДЛЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

3.1. Преобразование поляризации электромагнитных волн посредством спиральных излучателей

Цель данной главы – исследование взаимодействия электромагнитного излучения микроволнового диапазона с двумерным массивом, состоящим из металлических спиралей с предварительно рассчитанными оптимальными параметрами и демонстрация того, что такие структуры можно использовать для преобразования поляризации электромагнитных волн микроволнового диапазона, в частности для получения циркулярно поляризованных волн.

В большей части работ, посвященных данному вопросу, рассмотрены цилиндрические спиральные антенны, соединенные с питающим фидером (активные спирали), и в таких устройствах реализован режим осевого излучения с эллиптической поляризацией излучения [225]. В рассмотренном и рассчитанном в данной главе двумерном массиве, состоящем из двухвитковых спиралей, спиральный элемент в отличие от известных является пассивным и обеспечивает формирование циркулярно поляризованной волны в направлении, перпендикулярном осевому, вследствие излучения связанных между собой компонент электрического дипольного и магнитного моментов.

Наиболее близким к рассматриваемой нами искусственной системе является устройство для преобразования поляризации, содержащее диэлектрический слой решетчатой структуры, сформированный из одинаковых электропроводящих элементов [226]. Указанный диэлектрический слой представляет плату, на одной стороне которой создана решетчатая структура из одинаковых электропроводящих элементов в виде меандровых линий, расположенных параллельно друг другу под углом 45° к плоскости линейной поляризации электромагнитной волны. Кроме того, параметры решетчатой структуры подобраны таким образом, чтобы обеспечить требуемое изменение фазы взаимно перпендикулярных составляющих вектора напряженности электрического поля электромагнитной волны, проходящей через антенный поляризатор. Анализируемое устройство обеспечивает получение волны с круговой поляризацией только при прохождении электромагнитной волны через поляризатор, следовательно, его нельзя применять в отражающих системах.

В способе, рассмотренном в данном разделе, преобразование поляризации электромагнитной волны из линейной в круговую происходит вне зависимо-

сти от ориентации плоскости линейной поляризации падающей электромагнитной волны при заданном направлении распространения падающей волны.

Формирование циркулярно поляризованной волны происходит благодаря излучению связанных между собой электрического дипольного момента и магнитного момента каждой спирали, которые дают равные по абсолютной величине вклады в отраженную волну.

3.1.1. Расчет электрического дипольного и магнитного моментов, возникающих в спирали под действием падающей волны

Характеристики электромагнитного излучения, рассеянного на спиральном элементе, зависят от соотношения геометрических размеров спирали и длины волны. Рассмотрим случай, когда линейные геометрические размеры спирали много меньше длины падающей волны, что позволяет применить дипольное приближение теории излучения [16].

Для этого случая найдем электрический дипольный и магнитный моменты спирали. Одновременное возникновение в каждом спиральном элементе электрического дипольного и магнитного моментов, связанных между собой и индуцированных внешним полем, есть главное условие проявления гиротропных свойств структуры.

Необходимо вычислить все компоненты электрического дипольного и магнитного моментов спирали, от соотношения которых зависит поляризация излучаемой волны.

Пусть l – координата, отсчитываемая вдоль спирали, L – длина спирали, $\vec{S}(l)$ – смещение электронов проводимости вдоль спирали. Тогда вектор дипольного момента $\vec{P}$ можно представить в виде

$$\vec{P} = \int \vec{P} dV = \int Q N_e \vec{S}(l) dV = -e N_e S_w \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \vec{S}(l) dl, \quad (3.1)$$

где $Q = -e$ – заряд электрона; N_e – объемная концентрация электронов проводимости; $dV = S_w dl$ – объем элемента спирали; S_w – площадь поперечного сечения проволоки.

Рассмотрим спираль, состоящую из одного или нескольких витков радиуса r и имеющую длину L . Высота спирали $H = h N_c$, угол подъема спирали относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали, равен α , ось спирали совместим с осью OX , N_c – число витков спирали (рис. 3.1).

Введем в описание величину удельного кручения спирали q , связанную с шагом спирали h соотношением

$$h = \frac{2\pi}{|q|}. \quad (3.2)$$

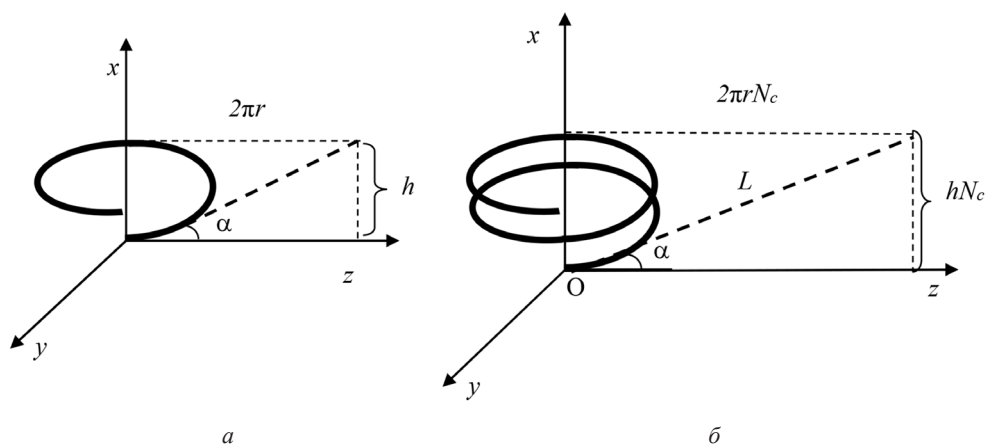


Рис. 3.1. Схематические изображения одновитковой (а) и двухвитковой (б) спиралей и их разверток

Знак величины q определяет направление кручения спирали в пространстве. При $q > 0$ спираль образует правый винт (см. рис. 3.1).

Будем рассматривать главный резонанс, когда длина спирали приблизительно равна половине длины волны падающего излучения. В этом случае сила тока монотонно убывает при удалении от центра спирали, обращаясь в нуль на ее краях. В работе [64] рассмотрена модель линейного убывания тока от центра к концам спирали.

Однако более точной является модель гармонического убывания тока от центра к концам спирали. Это соответствует установившемуся колебанию стоячей волны, причем на концах спирали ток равен нулю, а наибольшее значение интенсивности соответствует колебаниям, половина длины волны которых укладывается на длине спирали. Гармоническая зависимость тока от координаты рассмотрена ниже. Этот пример важен потому, что произвольное распределение тока в спирали может быть сведено при помощи фурье-анализа к гармонической зависимости тока от координаты.

Показано, что y -компоненты электрического дипольного и магнитного моментов спирали обращаются в нуль независимо от числа витков спирали. Это свойство обусловлено симметричностью распределения тока относительно центра спирали.

По мере возрастания числа витков абсолютные значения z -компонент электрического дипольного и магнитного моментов спирали уменьшаются по сравнению со значениями x -компонент. Таким образом, главную роль играют составляющие моментов вдоль оси спирали.

Для установления общих закономерностей рассмотрим монохроматическую зависимость смещения электронов проводимости от времени:

$$S(x, t) = S(x) \exp(-i\omega t), \quad (3.3)$$

где ω – циклическая частота изменения тока в спирали. В этом случае выполняется следующее соотношение между смещением электронов проводимости S и силой тока I :

$$S = -\frac{i}{eN_c\omega S_w}I. \quad (3.4)$$

Учитывая формулы (3.1) и (3.4), можно получить следующее известное [227, 228] выражение для x -компоненты электрического дипольного момента спирали:

$$p_x = \frac{i}{\omega} \int_{x_1}^{x_2} I(x) dx. \quad (3.5)$$

Используя соотношения (3.1) и (3.5) и учитывая геометрические параметры спирали, вычислим также x -компоненту магнитного момента:

$$m_x = \frac{1}{2} r^2 q \int_{x_1}^{x_2} I(x) dx. \quad (3.6)$$

Из выражений (3.5) и (3.6) следует соотношение между проекциями электрического дипольного и магнитного моментов на ось спирали:

$$p_x = \frac{2i}{\omega r^2 q} m_x, \quad (3.7)$$

которое является универсальным, поскольку не зависит от распределения тока в спирали [18-А]. Именно x -компоненты моментов спирали играют главную роль при излучении циркулярно поляризованной волны в направлении, перпендикулярном оси спирали.

Соотношение (3.7) проверено нами на примере трех частных случаев распределения тока в спирали: постоянного тока, линейного убывания тока от центра к концам спирали, гармонической зависимости тока от координаты.

Универсальность соотношения (3.7) следует понимать и в более широком смысле. В искусственной гиротропной структуре ток в каждой спирали может изменяться не только в результате прямого воздействия падающей электромагнитной волны, но и под влиянием других спиралей, образующих структуру. Однако при любых изменениях тока компоненты электрического дипольного момента p_x и магнитного момента m_x изменяются согласованно, причем соотношение (3.7) остается справедливым. Поэтому геометрические параметры спирали, приведенные ниже, обеспечивают получение циркулярно поляризованной волны даже при значительном возрастании концентрации спиральных элементов в искусственной структуре.

3.1.2. Вычисление параметров спирали, необходимых для пассивного излучения циркулярно поляризованной волны в условиях резонанса. Учет числа витков спирали

В дипольном приближении напряженность электрического поля излучаемой волны имеет вид [16, 229]

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi R} \left(\left[\left[\ddot{\vec{p}}, \vec{n} \right] \vec{n} \right] + \frac{1}{c} \left[\vec{n}, \ddot{\vec{m}} \right] \right), \quad (3.8)$$

где $\vec{R}$ – радиус-вектор, проведенный из центра спирали в точку наблюдения; μ_0 – магнитная постоянная; R – расстояние от центра спирали до точки наблюдения; $\vec{n}$ – единичный вектор волновой нормали; c – скорость света в вакууме; точками над векторными величинами обозначена операция двукратного дифференцирования по времени:

$$\ddot{\vec{p}} = \frac{\partial^2 \vec{p}}{\partial t^2}, \quad (3.9)$$

$$\ddot{\vec{m}} = \frac{\partial^2 \vec{m}}{\partial t^2}. \quad (3.10)$$

Будем рассматривать волну, излучаемую спиралью в направлении оси y . При этом падающая волна, возбуждающая спираль, распространяется противоположно выбранному положительному направлению оси z (рис. 3.2).

В эксперименте, описание которого приведено ниже, спирали расположены на пластине из радиопрозрачного материала (пенопласта). Поэтому при угле падения, равном 45° , отраженная от массива волна сформирована только

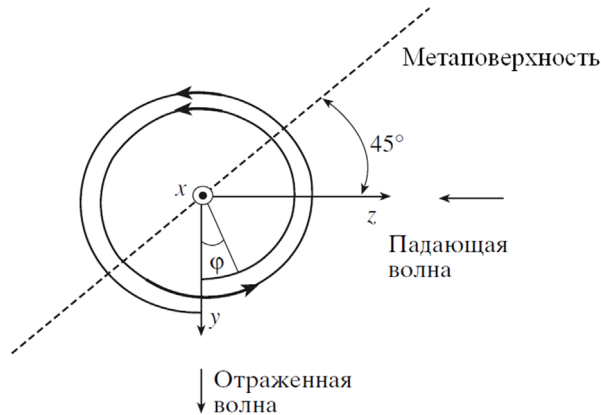


Рис. 3.2. Схема распределения тока в двухвитковой спирали и ориентация спирали относительно направлений распространения падающей и отраженной волны: стрелками указано направление тока; сила тока пропорциональна длине стрелки; φ – полярный угол

волнами, излученными каждой спиралью в направлении оси y . Все излученные волны имеют одинаковую фазу и поляризацию, что приводит к их взаимному усилению. Следовательно, отраженная от массива волна имеет такую же поляризацию, как и волна, излученная каждой спиралью в направлении оси y .

Такая геометрия эксперимента облегчает исследование излучаемой волны, интенсивность которой в случае отдельной спирали значительно уступала бы интенсивности падающей волны.

Пусть ориентация приемной антенны задается единичным вектором $\vec{c}_0$, лежащим в плоскости XOZ и образующим угол θ с осью x , т. е. с вектором напряженности электрического поля падающей волны (рис. 3.3).

В этом случае интенсивность сигнала, регистрируемого приемной антенной, пропорциональна величине, равной

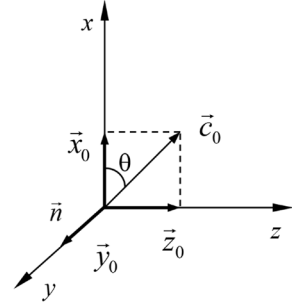


Рис. 3.3. Ориентация приемной антенны относительно осей координат

$$\mathcal{S} = \left\langle \left(\vec{E} \cdot \vec{c}_0 \right)^2 \right\rangle_t, \quad (3.11)$$

где угловыми скобками обозначена операция усреднения по времени. Для удобства дальнейших вычислений представим ненулевые компоненты электрического и магнитного моментов спирали (выражения для которых были найдены выше) в виде

$$p_x = p_{x0} S_0, \quad p_z = p_{z0} S_0; \quad (3.12)$$

$$m_x = im_{x0} S_0, \quad m_z = im_{z0} S_0. \quad (3.13)$$

Используя равенства (3.8)–(3.10), (3.12), (3.13), вычислим интенсивность сигнала, регистрируемого приемной антенной:

$$\begin{aligned} \mathcal{S} = \frac{\mu_0^2 \omega^4}{32\pi^2 R^2} |S_0|^2 & \left(\left(p_{x0}^2 + \frac{1}{c^2} m_{z0}^2 \right) \cos^2 \theta + \left(p_{z0}^2 + \frac{1}{c^2} m_{x0}^2 \right) \sin^2 \theta + \right. \\ & \left. + \left(p_{x0} p_{z0} - \frac{1}{c^2} m_{x0} m_{z0} \right) \sin 2\theta \right). \end{aligned} \quad (3.14)$$

Исследуем возможность излучения спиралью циркулярно поляризованной волны. Так как для этого должны быть выполнены соотношения

$$|p_z| \langle |p_x| \rangle, \quad \frac{1}{c} |m_z| \langle |p_x| \rangle,$$

то после их учета в выражении (3.14) получим условие излучения циркулярной волны:

$$|p_x| = \frac{1}{c} |m_x|. \quad (3.15)$$

При выполнении условия (3.15) интенсивность регистрируемого сигнала I не зависит от угла θ ($I = \text{const}$) и киральные свойства спирали проявляются наиболее сильно, так как электрическое поле падающей волны возбуждает в спирали не только электрический дипольный момент, но и не менее значимый магнитный момент.

Для определения параметров спирали, при которых возможно излучение циркулярно поляризованной волны, используем универсальное соотношение (3.15), полученное выше для компонент электрического дипольного и магнитного моментов спирали при произвольном распределении тока, а также условие главного частотного резонанса

$$\frac{\lambda}{2} = L, \quad (3.16)$$

где λ – длина волны падающего электромагнитного излучения.

Учитывая соотношение между геометрическими параметрами спирали (см. рис. 3.1)

$$L \cos \alpha = 2\pi r N_c, \quad (3.17)$$

получим тригонометрическое уравнение для определения угла подъема спирали α :

$$4N_c \operatorname{tg} \alpha = \cos \alpha \quad (3.18)$$

или

$$\sin^2 \alpha + 4N_c \sin \alpha - 1 = 0. \quad (3.19)$$

Корни уравнения (3.19) с учетом положительного значения угла α можно записать в виде

$$\alpha = \arcsin \left(-2N_c + \sqrt{4N_c^2 + 1} \right). \quad (3.20)$$

В табл. 3.1 приведены значения угла подъема спирали для различного числа витков, при которых возможно излучение спиралью циркулярно поляризованной волны.

**Таблица 3.1. Значения угла подъема спирали
для различного числа витков, при которых возможно
излучение спиралью циркулярно поляризованной волны**

N_c	1	2	3	4	5	6	7	8
α , град	13,65	7,10	4,75	3,60	2,90	2,40	2,00	1,80

Из данной таблицы следует, что излучение циркулярно поляризованной волны возможно как при нечетном, так и при четном числе витков спирали. Результаты экспериментов свидетельствуют, что интенсивность волны, излучаемой спиралью, быстро убывает при увеличении числа витков, т. е. по мере уменьшения угла подъема спирали. Следовательно, оптимальным числом витков является $N_c = 1$ или $N_c = 2$.

Для спирали, которая состоит из одного витка, следует исключить влияние компонент электрического p_z и магнитного m_z моментов, ортогональных оси спирали. Поэтому для получения циркулярно поляризованной волны концы одновитковой спирали должны быть направлены навстречу падающей волне.

В спирали с двумя витками распределение тока является более симметричным и излучение циркулярно поляризованной волны имеет место при любой ориентации концов спирали относительно волнового вектора падающей волны.

На основании полученных результатов найдем значения параметров спирали, при которых возможно излучение спиралью циркулярно поляризованной волны, если спираль возбуждается линейно поляризованной волной с частотой $\nu = 3$ ГГц. Длина проволоки, из которой изготовлена спираль, должна соответствовать условию главного частотного резонанса, т. е. $L = 5$ см. Выберем значение угла подъема спирали из таблицы: $\alpha = 7,1^\circ$, которое реализуется при $N_c = 2$. Радиус спирали можно рассчитать при помощи формулы (3.17): $r = 3,95 \cdot 10^{-3}$ м. Шаг спирали найдем, воспользовавшись соотношением

$$h = \frac{L \sin \alpha}{N_c}: h = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Для проверки выполненных теоретических расчетов и создания преобразователя поляризации с целью излучения циркулярно поляризованной волны был изготовлен экспериментальный образец, содержащий двухвитковые спиральные элементы с указанными выше параметрами (рис. 3.4).

Результаты исследования излучения, отраженного двумерным массивом двухвитковых спиральных излучателей, изложим в следующем подразделе.

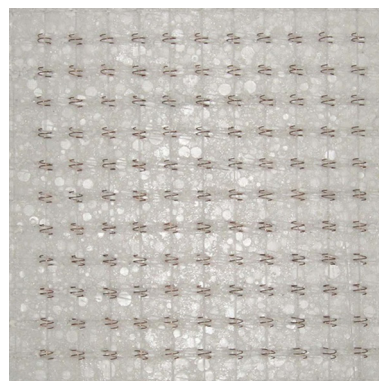


Рис. 3.4. Двумерный массив двухвитковых спиральных излучателей, закрепленных на пластине из пенопласта

3.1.3. Экспериментальное исследование электромагнитного излучения, отраженного двумерной киральной структурой

Для измерения поляризационной характеристики электромагнитного излучения, отраженного двумерной киральной структурой, в работе применен метод, основанный на использовании приемной антенны с линейной поляризацией поля (рупорная антенна в экспериментальной установке, описанной в подразделе 2.5.3).

В частотном интервале 2,6–3,9 ГГц проведены исследования зависимости коэффициента эллиптичности электромагнитной волны, отраженной двумерным массивом спиралей, от частоты падающего излучения. Коэффициент эллиптичности K отраженной волны вычисляли непосредственно с использованием поляризационной диаграммы – как отношение минимального значения уровня сигнала к максимальному его значению, которые определяли по индикатору приемника. Результаты исследования приведены на рис. 3.5, 3.6.

Как видно из графика на рис. 3.6, максимальное значение коэффициента эллиптичности находится в диапазоне частот 2,8–2,9 ГГц. Теоретический расчет предполагает циркулярную поляризацию отраженной волны для данного образца на частоте падающего излучения, равной 3,0 ГГц. Такой сдвиг наблюдаемой резонансной частоты по сравнению с расчетной может быть объяснен замедлением электромагнитных волн в спиральных элементах метаматериала. Это уменьшение скорости волн может происходить в результате индуцирования значительных электрических дипольных и магнитных моментов в спиральях.

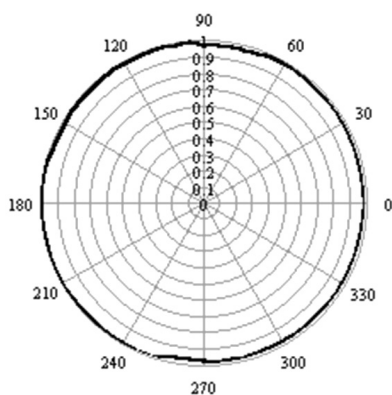


Рис. 3.5. Поляризационная диаграмма электромагнитной волны, отраженной метаповерхностью, образованной двухвитковыми спиральными элементами (параметры спирали: $L = 5$ см; $r = 3,95 \cdot 10^{-3}$ м; $N_c = 2$; $\alpha = 7,1^\circ$; $h = 3,1 \cdot 10^{-3}$ м; резонансная частота падающей линейно поляризованной волны – 2,85 ГГц)

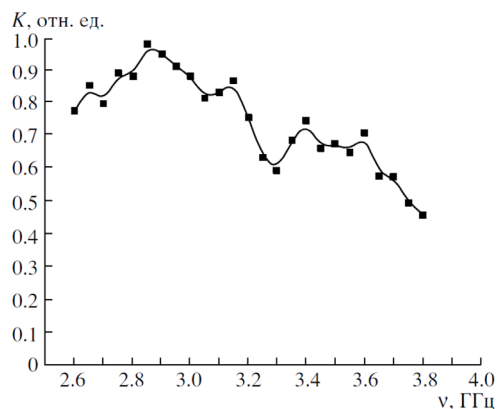


Рис. 3.6. Частотная зависимость коэффициента эллиптичности электромагнитной волны, отраженной от метаповерхности, состоящей из упорядоченных двухвитковых спиральных элементов

Падающую линейно поляризованную волну можно рассматривать как суперпозицию двух циркулярно поляризованных волн: «правой» и «левой». Правая спираль с найденными оптимальными параметрами на резонансной частоте излучает только левую циркулярную волну и не взаимодействует с волной противоположной поляризации. Следовательно, правую спираль с такими параметрами при соответствующей ориентации спирали можно рассматривать как «ортогональный осциллятор» по отношению к правой круговой волне на резонансной частоте. Другими словами, оптимальная спираль является прозрачной по отношению к правой и левой циркулярно поляризованной волне, в зависимости от направления закручивания спирали.

Таким образом, в данном подразделе разработаны теоретические основы преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, в том числе с целью трансформации линейно поляризованной волны в циркулярную. Сделанные при этом выводы подтверждены экспериментально [116-А, 117-А].

3.2. Оптимальная форма спирали: одинаково высокая значимость диэлектрических, магнитных и киральных свойств

В предыдущем подразделе было исследовано излучение циркулярно поляризованной волны спиралью, которая активируется падающей линейно поляризованной электромагнитной волной. Возможность указанного преобразования поляризации была экспериментально доказана на примере двумерного массива двухвитковых спиралей. Однако в последующих исследованиях было показано, что при использовании одновитковых спиралей интенсивность преобразованной волны должна значительно возрастать. Поэтому в настоящем разделе в качестве инструмента для формирования циркулярно поляризованной СВЧ волны рассматривается одновитковая спираль, оптимальные параметры которой рассчитываются предварительно. В эксперименте используется двумерный массив, образованный идентичными одновитковыми спиралями. Волны, отраженные спиралями, имеют одинаковую поляризацию и согласованы по фазе, что обуславливает их взаимное усиление. В результате образуется отраженная массивом циркулярно поляризованная волна значительной интенсивности. В данном подразделе делается упор на свойства отдельной оптимальной спирали. Показано, что такая спираль имеет диэлектрическую, магнитную и киральную восприимчивость, равную одна другой. Это свойство обеспечивает дальнейшее широкое использование оптимальных спиралей.

Рассматривается главный частотный резонанс, когда длина спирали равна половине длины волны падающего излучения. В этом случае сила тока монотонно убывает при удалении от центра спирали, обращаясь в нуль на ее краях. При излучении циркулярно поляризованной волны в направлении, перпендикулярном оси спирали, основную роль играют компоненты электрического дипольного момента p_x и магнитного момента m_x вдоль оси Ox (рис. 3.7).

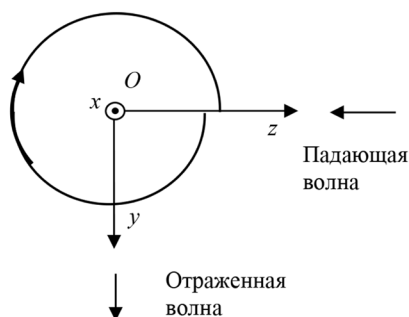


Рис. 3.7. Ориентация спирали относительно осей координат

Параметры спирали рассчитаны таким образом, чтобы формирование циркулярно поляризованной волны происходило только благодаря излучению компонент p_x и m_x . При этом составляющие моментов вдоль осей OY и OZ могут оказывать только искажающее воздействие на излучение циркулярно поляризованной волны, и их влияние следует минимизировать. Поскольку ток в спирали распределен симметрично относительно ее центра, компоненты p_z и m_z обращаются в нуль. Величина компонент p_y и m_y может быть значительно уменьшена вследствие наличия в спирали четного числа витков.

В то же время экспериментальные данные показывают, что для увеличения интенсивности преобразованной волны количество витков спирали следует уменьшить. При сохранении условия главного частотного резонанса это означает увеличение угла подъема спирали, т. е. угла, образованного касательной к спирали, и плоскостью, ортогональной оси спирали. Для качественной оценки влияния угла подъема спирали α на интенсивность отраженной волны рассмотрим эффективный электрический дипольный момент, индуцируемый в спирали электрическим полем падающей волны:

$$p^{\text{эфф}} = q^{\text{эфф}} l^{\text{эфф}}, \quad (3.21)$$

где $q^{\text{эфф}}$ – эффективный электрический заряд одного знака, возникающий в каждой половине спирали вследствие смещения электронов проводимости; $l^{\text{эфф}}$ – эффективное плечо диполя, индуцированного в спирали.

При гармоническом изменении воздействующего поля со временем по закону $e^{-i\omega t}$ с циклической частотой ω можно записать

$$q^{\text{эфф}} = \frac{i}{\omega} I^{\text{эфф}}, \quad (3.22)$$

где i – мнимая единица, $I^{\text{эфф}}$ – эффективная сила тока в спирали.

В соответствии с законом Ома

$$I^{\text{эфф}} \sim E_s, \quad (3.23)$$

где знак « $\sim$ » означает пропорциональность,

$$E_s = E \sin \alpha, \quad (3.24)$$

где компонента напряженности электрического поля E – касательная к любому элементу спирали, α – угол подъема спирали. При этом вектор напряженности электрического поля падающей волны колеблется вдоль оси спирали.

В свою очередь,

$$I^{\text{эфф}} \sim L \sin \alpha, \quad (3.25)$$

где L – полная длина проволоки, из которой изготовлена спираль.

Применяя теорию дипольного излучения, получаем качественную зависимость интенсивности волны, излученной спиралью, от угла подъема спирали α :

$$I \sim \sin^4 \alpha. \quad (3.26)$$

Таким образом, наиболее предпочтительной является спираль с максимальным углом подъема, т. е. одновитковая спираль.

Условие излучения циркулярной волны имеет вид (3.15).

При этом компоненты электрического дипольного момента p_y , p_z и магнитного момента m_y , m_z , ортогональные оси спирали, не должны давать вклад в излученную волну. Этому условия можно добиться и в случае нечетного числа витков спирали. Для этого необходимо ориентировать края спирали (поворачивая спираль вокруг оси OX) в направлении падающей волны, как показано на рис. 3.7. Ближний к наблюдателю конец спирали изображен крупнее по правилам перспективы, несмотря на то, что элементы решетки имеют форму цилиндрической спирали.

При такой конфигурации $p_z = 0$, $m_z = 0$ вследствие симметрии распределения тока вдоль спирали. Компоненты p_y и m_y не обращаются в нуль, однако в направлении оси OY эти компоненты электрического дипольного и магнитного моментов не излучают и, следовательно, не искажают циркулярно поляризованную волну.

В предыдущем разделе приведен расчет оптимальных параметров спиралей, основанный на использовании универсального соотношения (3.7), которое является верным для любого распределения тока вдоль спирали. При этом ток может быть индуцирован как падающей волной, так и полями, созданными другими спиралями. Следовательно, оптимальные свойства проявляются не только для отдельных спиралей, но и для метаматериалов, в которых концентрация спиралей может достигать больших значений.

Оптимальный угол подъема спирали, рассчитанный при условии главного частотного резонанса, можно записать в виде

$$\alpha = \arcsin \left(-2N_c + \sqrt{4N_c^2 + 1} \right), \quad (3.27)$$

где N_c – число витков спирали.

В целях экспериментальной проверки полученных результатов найдены значения параметров одновитковой спирали, при которых возможно излучение циркулярно поляризованной волны спиралью, возбуждаемой линейно поляризованной волной, частота которой $\nu = 3$ ГГц.

Изготовлен экспериментальный образец, содержащий одновитковые спиральные элементы со следующими параметрами: $N_c = 1$, $\alpha = 13,6^\circ$, $L = 0,05$ м, $r = 7,75 \cdot 10^{-3}$ м, $h = 0,012$ м, $d = 1 \cdot 10^{-3}$ м.

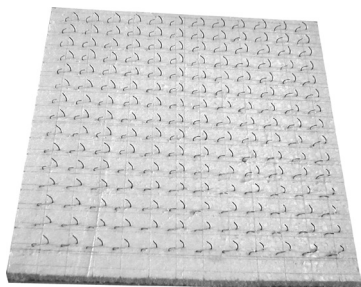


Рис. 3.8. Образец двумерного массива, образованного 180 упорядоченными одновитковыми левосторонними спиральными элементами

Одновитковые спирали изготавливались посредством наматывания медной проволоки на шаблон.

Образец двумерного массива, образованного 180 упорядоченными одновитковыми левосторонними спиральными элементами, был изготовлен на пенопластовой подложке (рис. 3.8).

В целях уменьшения влияния излучения, отраженного от стен, и создания условий, близких к условиям «свободного пространства», исследования проводили в безэховой камере в ГГУ имени Ф. Скорины. Для измерения поляризационной характеристики применяли метод, основанный на использовании приемной антенны с линейной поляризацией поля (рупорная антенна).

В работе проведены исследования электромагнитной волны, отраженной от образца двумерного массива спиралей, и волны, прошедшей через образец. Измерения выполняли при различных углах β между направлением колебания вектора $\vec{E}$ падающей волны и осью спиральных элементов ($\beta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$). Концы спиральных элементов направлены навстречу падающей волне (рис. 3.9).

Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 3.10–3.12.

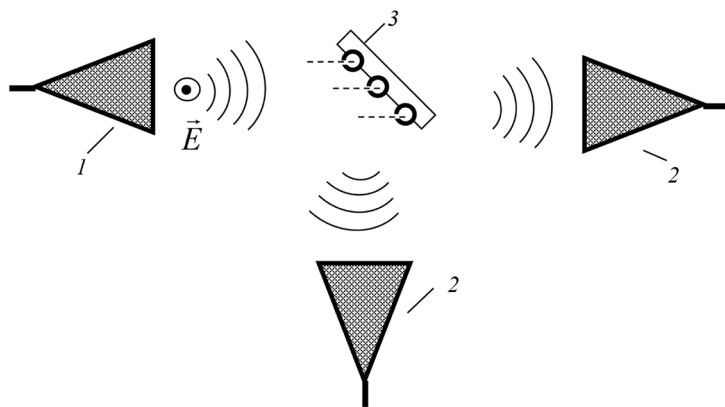


Рис. 3.9. Схема эксперимента по определению характеристик отраженной (штриховая кривая) и прошедшей (сплошная кривая) электромагнитной волны: 1 – излучающая антенна; 2 – приемная антенна; 3 – образец двумерного массива

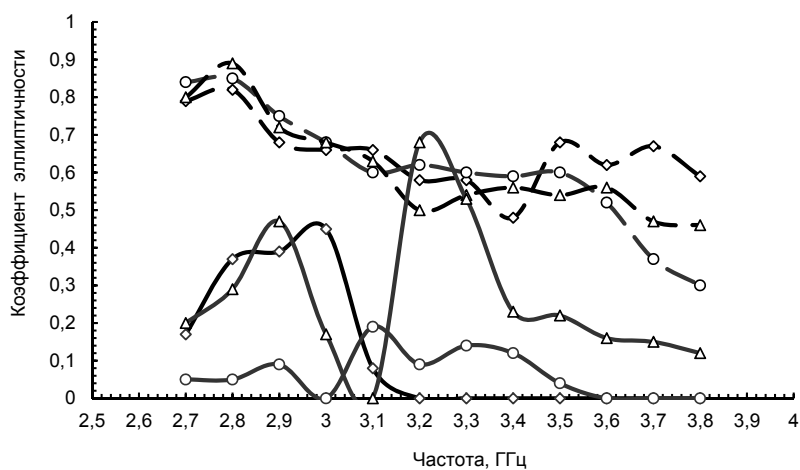


Рис. 3.10. График частотной зависимости коэффициента эллиптичности отраженной (штриховая кривая) и прошедшей (сплошная кривая) электромагнитных волн: $\diamond - \beta = 0^\circ$; $\circ - \beta = 45^\circ$, $\Delta - \beta = 90^\circ$

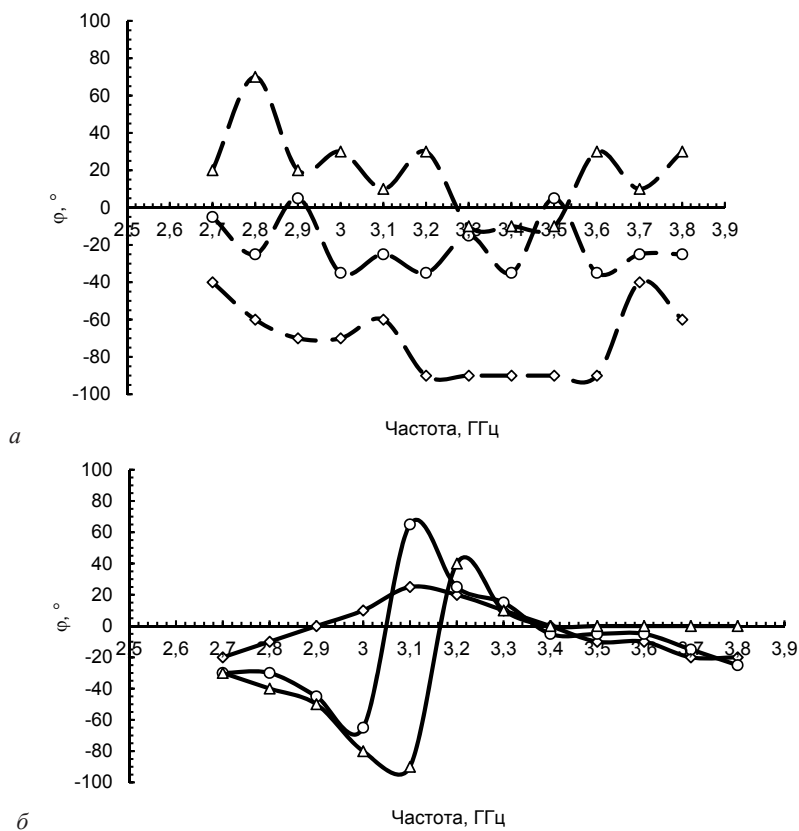


Рис. 3.11. Зависимость угла поворота азимута поляризации от частоты для отраженной (а) и прошедшей (б) электромагнитных волн: $\diamond - \beta = 0^\circ$; $\circ - \beta = 45^\circ$; $\Delta - \beta = 90^\circ$

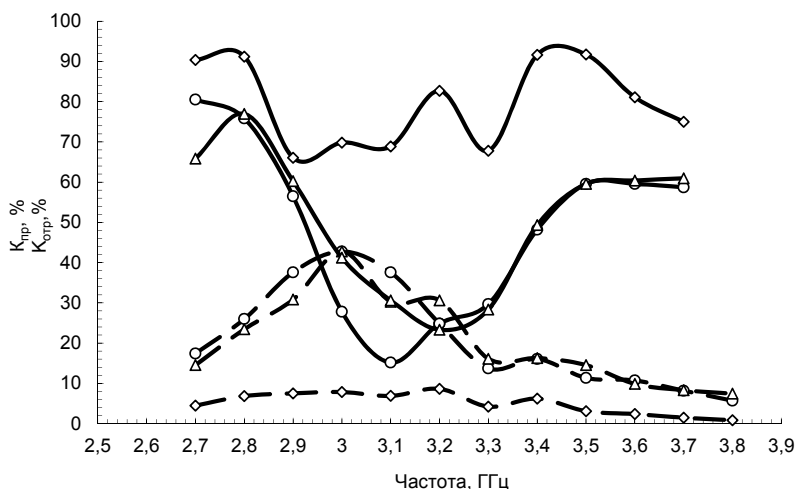


Рис. 3.12. Зависимость коэффициентов отражения (штриховая кривая) и прохождения (сплошная кривая) электромагнитных волн:
 $\diamond - \beta = 0^\circ$, $\circ - \beta = 45^\circ$, $\Delta - \beta = 90^\circ$

Как видно из графика частотной зависимости коэффициента эллиптичности электромагнитной волны, отраженной от двумерного массива спиралей (см. рис. 3.10), коэффициент эллиптичности не зависит от ориентации вектора $\vec{E}$ падающей волны относительно осей спиральных элементов и достигает значения 0,9 при частоте падающего излучения, равной 2,8 ГГц. Данный результат соответствует теоретическому расчету. Поляризация прошедшей электромагнитной волны близка к линейной (см. рис. 3.10), но при колебании вектора $\vec{E}$ вдоль осей спиральных элементов ($\beta = 0^\circ$) в интервале частоты от 3,1 до 3,2 ГГц коэффициент эллиптичности резко увеличивается от 0 до 0,7, а затем быстро уменьшается до 0,2 при увеличении частоты до 3,4 ГГц. При частоте, значение которой больше 3,2 ГГц, продолжается уменьшение эллиптичности, но значительно медленнее.

На рис. 3.11 приведена зависимость угла поворота главной оси эллипса поляризации отраженной и прошедшей электромагнитной волн от частоты излучения. При этом угол поворота главной оси эллипса поляризации отсчитывается относительно вертикальной или горизонтальной плоскости, в зависимости от направления колебаний вектора $\vec{E}$ в падающей электромагнитной волне. Как видно из графиков, угол поворота отраженной волны принимает значения в пределах $-40^\circ \dots -90^\circ$ при $\beta = 0^\circ$, знак «минус» означает поворот главной оси эллипса поляризации против часовой стрелки, если смотреть навстречу волне. При прохождении электромагнитной волны через образец (рис. 3.11, б) стабильного значения угла поворота эллипса поляризации не наблюдается, но при $\beta = 45^\circ$ и $\beta = 90^\circ$ в диапазоне частот 3,0–3,2 ГГц происходит резкое изменение направления угла поворота главной оси эллипса поляризации.

На рис. 3.12 представлена зависимость коэффициентов отражения $K_{отр}$ и прохождения $K_{пр}$ электромагнитной волны от частоты излучения. Как видно из графиков, при колебании вектора $\vec{E}$ вдоль осей спиральных элементов ($\beta = 0^\circ$) подающая электромагнитная волна в основном проходит через образец. При $\beta = 45^\circ$ и $\beta = 90^\circ$ интенсивность отраженной волны зависит от частоты, но на участке 2,9–3,2 ГГц наблюдается увеличение коэффициента отражения, а на частоте 3,0 ГГц, которая является резонансной, он достигает максимума.

Каждая спираль обладает одновременно диэлектрическими, магнитными и киральными свойствами. Следовательно, ее поведение в электромагнитном поле можно описать с помощью уравнений

$$\vec{p} = \varepsilon_0 \alpha_{ee} \vec{E} + i \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \alpha_{em} \vec{H}, \quad (3.28)$$

$$\vec{m} = \alpha_{mm} \vec{H} - i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \alpha_{me} \vec{E}, \quad (3.29)$$

где α_{ee} и α_{mm} – тензоры диэлектрической и магнитной восприимчивости соответственно; α_{em} и α_{me} – псевдотензоры, характеризующие киральные свойства спирали; ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные соответственно. Из принципа симметрии кинетических коэффициентов следует, что выполняется соотношение

$$\alpha_{em} = \alpha_{me}^T, \quad (3.30)$$

где символ T означает транспонирование тензора, мнимая единица i записана в материальных уравнениях (3.28), (3.29) в явном виде. Следовательно, псевдотензор α_{em} имеет только действительные компоненты для непоглощающей спирали. Кроме того, компоненты псевдотензора α_{em} имеют размерность L^{-3} , что обеспечивается присутствием множителей $\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ и $\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}$ в уравнениях связи (3.28) и (3.29). В итоге параметр киральности, характеризующий структуру в целом, является безразмерным.

Одновременное использование соотношений (3.15) и (3.28), (3.29) приводит к результату

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \alpha_{mm}^{(11)}, \quad (3.31)$$

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \pm \alpha_{em}^{(11)}, \quad (3.32)$$

где $\alpha^{(ik)}$ – компоненты рассматриваемых тензоров и псевдотензоров, знак «+» соответствует спирали с правосторонней намоткой, знак «–» относится к спирали с левосторонней намоткой.

Соотношения (3.31) и (3.32) показывают, что спирали с найденными оптимальными параметрами проявляют в равной мере диэлектрические, магнитные и киральные свойства.

Равенство всех трех восприимчивостей для оптимальных спиралей подтверждается экспериментальными данными, в частности излучением оптимальной спиралью циркулярно поляризованной волны в направлении, перпендикулярном оси спирали.

Оптимальные спирали могут найти широкое применение, например, для создания безотражательных покрытий, а также метаматериалов с отрицательным показателем преломления для электромагнитных волн. Исследуемые спирали проявляют оптимальные свойства при активации как электрическим, так и магнитным полем, т. е. при любой ориентации плоскости поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиралей перед другими возможными элементами метаматериалов, например прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами.

На основе проделанных исследований можно сделать заключение о проведенной в исследовании разработке теоретических основ преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, в том числе с целью трансформации линейно поляризованной волны в циркулярную.

Способ и устройство преобразования линейно поляризованной электромагнитной волны в электромагнитную волну с круговой поляризацией в СВЧ-диапазоне состоит в том, что параметры спиральных элементов рассчитываются таким образом, что при взаимодействии падающей линейно поляризованной электромагнитной волны с двумерным массивом, содержащим одинаковые упорядоченно расположенные металлические спиральные элементы, в каждой спирали одновременно возникают электрический дипольный и магнитный моменты, при этом их соотношение таково, что в направлении, перпендикулярном падающей волне, излучается только одна из циркулярных составляющих падающей линейно поляризованной волны [116-A, 117-A].

С помощью двумерных массивов на основе спиральных элементов можно получить также поворот плоскости поляризации электромагнитной волны без изменения ее эллиптичности. Для этого необходимо использовать спирали с соответствующим углом подъема.

3.3. Моделирование безотражательного огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов

Как отмечалось в подразделе 1.5, основная идея метода безотражательного огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов состоит в том, что покрытие, скрывающее объект, должно искривлять фронт падающего электромагнитного излучения, заставляя лучи огибать объект, а на выходе принимать прежнее направление (рис. 3.13). Осуществлять идею предпола-

ется за счет неоднородности вещества покрытия. Как известно, если показатель преломления среды изменяется непрерывно, то луч непрерывно преломляется, и его траектория представляет собой гладкую кривую [114].

Свойства среды характеризуются тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей, поэтому, чтобы выяснить условия огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов, необходимо найти компоненты этих тензоров. Наиболее полная информация о компонентах тензоров, рассчитанных для покрытий различной геометрической формы, содержится в работе [115]. Наиболее простыми для практического использования являются выражения компонент тензоров, опубликованные в работах [113, 78-А], в цилиндрической системе координат имеющие вид

$$\varepsilon_{rr} = \mu_{rr} = \frac{b}{b-a} \left(\frac{r-a}{r} \right)^2; \quad \varepsilon_{zz} = \mu_{zz} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = \mu_{\varphi\varphi} = \frac{b}{b-a}; \quad (3.33)$$

где a и b – внутренний и внешний радиусы цилиндрической оболочки соответственно; r – расстояние от центра скрываемого объекта (рис. 3.14).

На практике непрерывное изменение показателя преломления в оболочке трудноосуществимо, поэтому ее заменяют дискретной структурой. Нет также необходимости в использовании большого количества слоев. Для практической реализации различных параметров искусственного покрытия можно использовать композиционные материалы.

Концентрацию металлических элементов в таких материалах можно определить, используя формулу Клаузиуса–Моссотти

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} N\alpha, \quad (3.34)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость; N – количество частиц в единице объема; α – поляризуемость этих частиц.

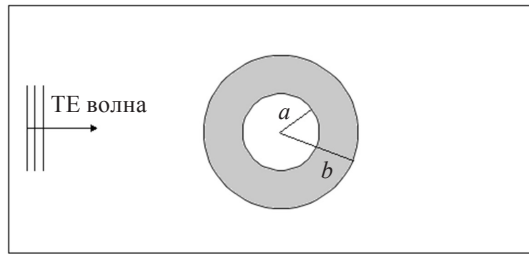


Рис. 3.14. Поперечное сечение цилиндра, окруженного оболочкой и облучаемого нормально к его продольной оси: a и b – внутренний и внешний радиусы цилиндрической оболочки соответственно

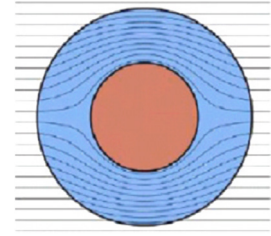


Рис. 3.13. Траектории лучей в оболочке

Для уменьшения потерь энергии в композиционном материале следует уменьшить общее количество металлических элементов.

В работе [113] учитывались компоненты тензоров (3.33) и был поставлен эксперимент в целях реализации волнового обтекания. Оболочка состояла из канонических спиралей, но при этом использовали приближение, в котором предполагалось, что радиус слоя, скрывающего цилиндрический объект, намного больше радиуса самого объекта. К данному приближению можно и не прибегать, используя спирали двух типов [78-А]. Первый тип отвечает за радиальную компоненту тензоров, а другой тип – за азимутальную составляющую. На практике удобнее использовать не канонические, а гладкие спирали с оптимальными параметрами, так как они более просты в изготовлении и осевые компоненты всех трех восприимчивостей равны, что является важной особенностью данных спиралей.

3.3.1. Изготовление образцов искусственных безотражательных структур со спиральными элементами оптимальной формы для реализации возможности огибания цилиндрических объектов сверхвысокочастотными волнами

Основываясь на теоретических расчетах, проведенных в работах [113, 80-А, 93-А], была рассчитана диэлектрическая проницаемость ε , объемная концентрация n спиральных элементов и количество спиралей N в зависимости от расстояния r от центра скрываемого объекта (цилиндра) (табл. 3.2).

Таблица 3.2. Параметры искусственной структуры

№	r , см	ε	N
1	9	0,025	12
2	11	0,149	12
3	13	0,296	10
4	15	0,436	10

Расчет производили при следующих параметрах структуры:

- радиус скрываемого цилиндра $a = 8$ см;
- радиус структуры $b = 16$ см;
- толщина структуры $h = 1$ см;
- восприимчивость двухвитковых спиралей с углом подъема $6,3^\circ$ равна 14 см^{-3} .

Использованная нами схема расстановки спиралей в образце иллюстрирована на рис. 3.15.

В соответствии с данной схемой изготовлен образец искусственной среды, в которой в целях реализации возможности огибания цилиндрических объектов СВЧ волнами использованы гладкие спиральные элементы оптимальной формы (рис. 3.16).

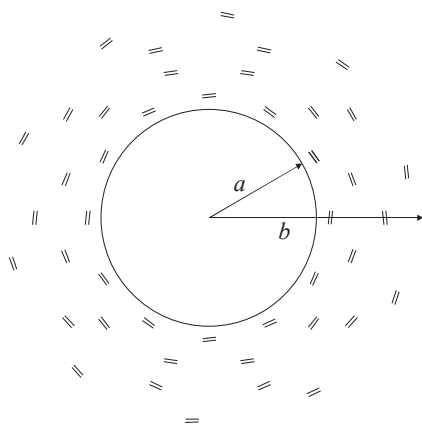


Рис. 3.15. Схема расстановки спиралей в образце:
 a и b – внутренний и внешний радиусы цилиндрической оболочки соответственно



a



b

Рис. 3.16. Образец искусственной структуры с четырьмя рядами гладких спиральных элементов оптимальной формы: a – вид сверху; b – вид сбоку

Образец изготовлен из двухвитковых правосторонних и левосторонних спиралей с углом подъема $6,3^\circ$, рассчитанным с использованием пакета прикладных программ COMSOL Multiphysics. В качестве подложки выбран пенопласт, так как этот материал прозрачен для СВЧ-излучения.

3.3.2. Моделирование искусственных структур с гладкими спиральными элементами оптимальной формы для реализации возможности огибания цилиндрических объектов сверхвысокочастотными волнами

Моделирование бесконечной многослойной искусственной структуры, описание которой приведено в подразделе 3.7.1, произведено методом конечных элементов. Результаты моделирования представлены на рис. 3.17.

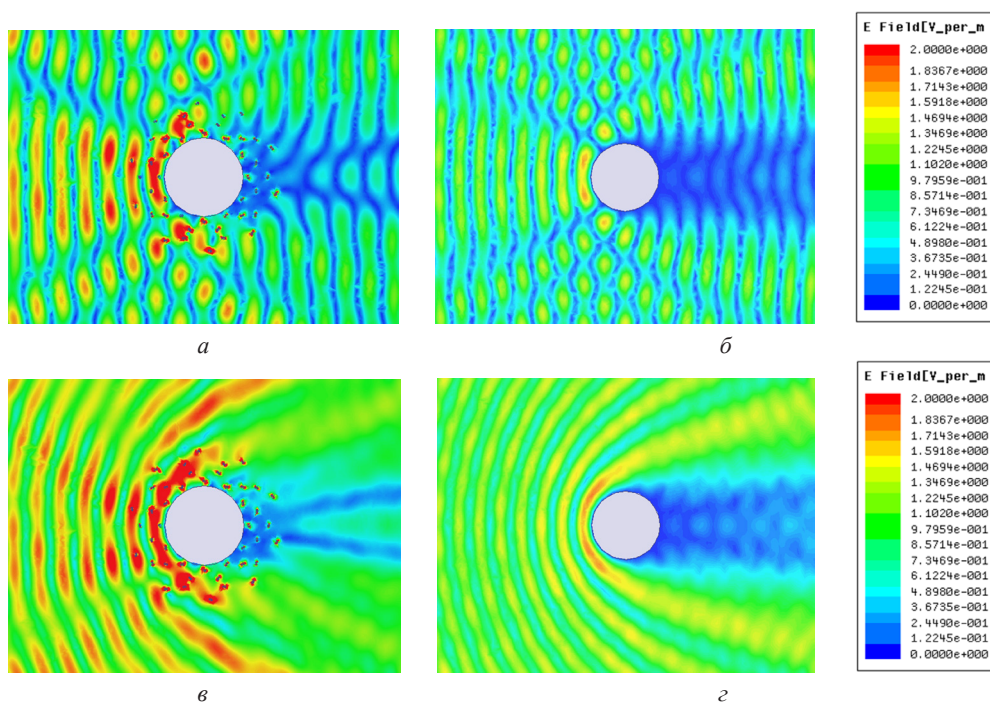


Рис. 3.17. Распределение амплитуды напряженности электрического поля вблизи объекта цилиндрической формы: *a, в* – металлический цилиндр, окруженный искусственной структурой; *б, г* – металлический цилиндр без искусственной структуры; *a, б* – частота излучения 3,1 ГГц, начальная фаза волны равна 0° ; *в, г* – частота излучения, усредненного по фазе, равна 3,1 ГГц

На рис. 3.18, *a* показана частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно падающей для цилиндра с искусственной структурой. Интенсивность прошедшей волны вычисляли на различных расстояниях от края цилиндра: $L = 11$ см, 14 см, 30 см. На рис. 3.18, *б* показана частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно падающей для цилиндра без искусственной структуры.

Из анализа рис. 3.18 видно, что интенсивность прошедшей волны относительно падающей на частоте 3,1 ГГц при различных расстояниях до точки измерения для искусственной структуры, состоящей из оптимальных спиралей, больше, чем для цилиндра без оболочки.

На основании схемы (см. рис. 3.15) был изготовлен образец с гладкими спиральными элементами оптимальной формы, состоящий из 14 слоев, в совокупности представляющий собой многослойную объемную структуру высотой 20 см (рис. 3.19), а также металлический цилиндр радиусом 8 см и высотой 20 см. Таким образом, на каждой пенопластовой пластине были закреплены два слоя спиралей.

Экспериментальные исследования проведены в безэховой камере в диапазоне частот 2,85–3,55 ГГц. Схема эксперимента показана на рис. 3.20.

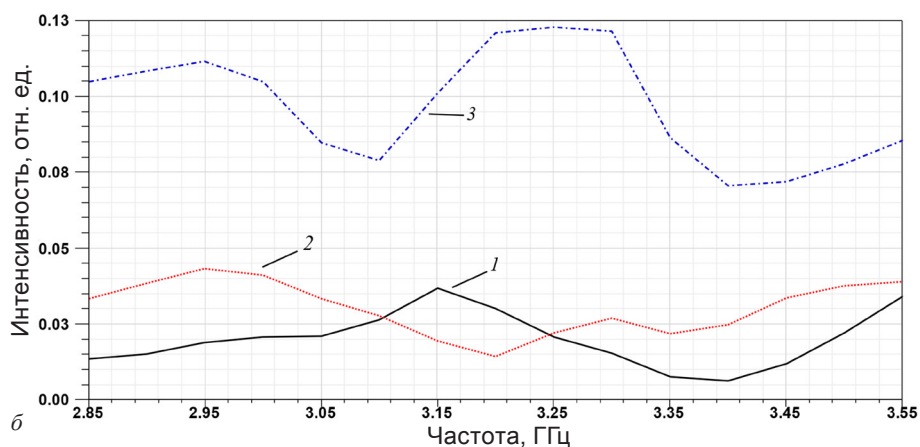
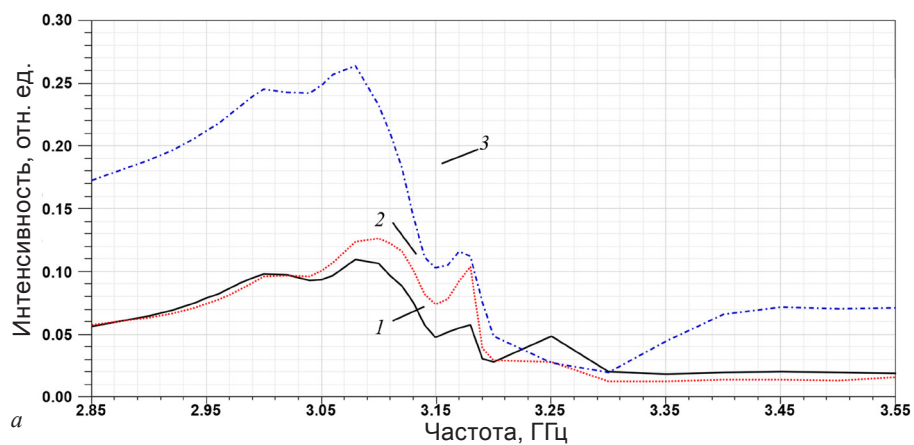
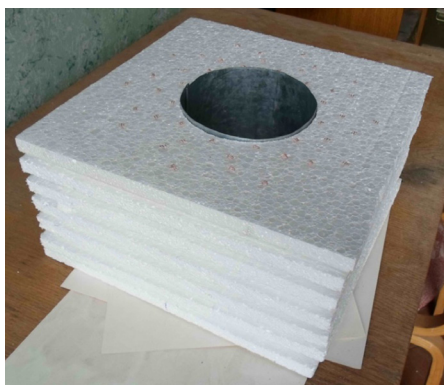


Рис. 3.18. Частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно интенсивности падающей волны для цилиндра, окруженного искусственной структурой (а), и цилиндра без искусственной структуры (б): 1 – $L = 11$ см; 2 – $L = 14$ см; 3 – $L = 30$ см



а



б

Рис. 3.19. Объемная многослойная искусственная структура с гладкими спиральными элементами оптимальной формы: а – вид сверху; б – вид сбоку

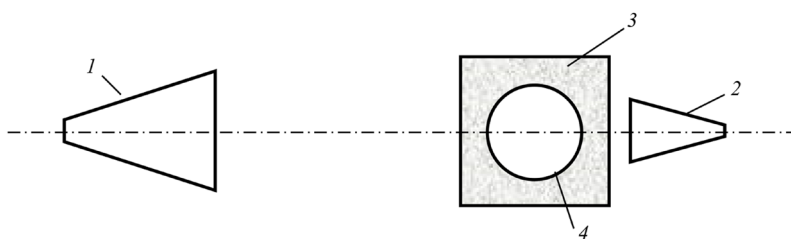


Рис. 3.20. Схема эксперимента: 1 – излучающая антенна; 2 – приемная антенна; 3 – искусственная структура на основе гладких оптимальных спиралей; 4 – металлический цилиндр

На рис. 3.21, *а* показана экспериментально полученная частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно падающей для цилиндра с искусственной структурой. Интенсивность прошедшей волны измеряли на различных расстояниях L от края цилиндра: 11 см, 14 см, 30 см. На рис. 3.21, *б* показана частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно падающей волны для цилиндра без искусственной структуры.

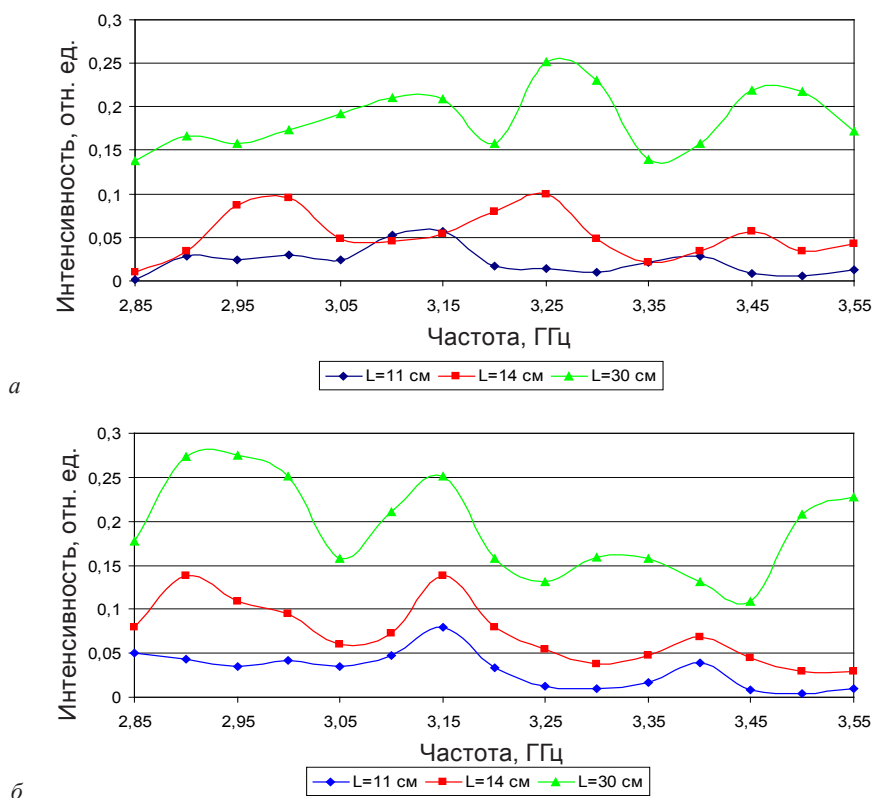


Рис. 3.21. Частотная зависимость интенсивности прошедшей волны относительно интенсивности падающей волны для цилиндра, окруженного искусственной структурой (*а*), и цилиндра без искусственной структуры (*б*)

На рис. 3.17 видно, что на частоте 3,1 ГГц фронт волны приблизительно восстанавливается за цилиндром, окруженным искусственной структурой, и область тени уменьшается, но рассеяние достаточно большое по сравнению с цилиндром без искусственной структуры.

Из графиков на рис. 3.18, полученных в результате моделирования, следует, что для исследуемого образца интенсивность прошедшей волны за цилиндром, окруженным искусственной структурой, на частоте 3,1 ГГц достигает 25 % и приблизительно в 2,0 раза превышает интенсивность волны за цилиндром без искусственной структуры.

Для экспериментальных результатов, показанных на рис. 3.21, максимум интенсивности волны за цилиндром с покрытием наблюдается на частоте 3,2 ГГц и превышает интенсивность волны за цилиндром без покрытия на этой же частоте приблизительно в 1,5 раза.

3.4. Взаимодействие электромагнитных волн с упорядоченными микроспиралями при различных углах падения

3.4.1. Наклонное падение волн. Геометрия задачи

В данном разделе исследуется отражение и прохождение волн для одноосной бианизотропной пластинки с металлическими микроспиралями (рис. 3.22).

Для описания свойств одноосной бианизотропной среды были использованы следующие конституционные уравнения:

$$\vec{D} = \underline{\underline{\epsilon}} \vec{E} + i\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \underline{\underline{\alpha}} \vec{H}, \quad \vec{B} = \underline{\underline{\mu}} \vec{H} - i\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \cdot \underline{\underline{\alpha}}^T \vec{E}. \quad (3.35)$$

Здесь $\vec{D}$, $\vec{B}$, $\vec{E}$ и $\vec{H}$ – векторы индукции и напряженности электрического и магнитного полей, $\underline{\underline{\epsilon}}$, $\underline{\underline{\mu}}$ и $\underline{\underline{\alpha}}$ – тензоры диэлектрической, магнитной проницаемости и нормализованного параметра киральности соответственно, символ T означает операцию транспонирования.

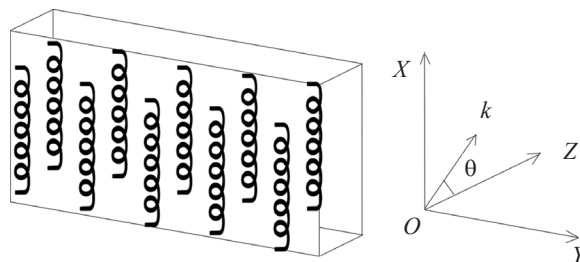


Рис. 3.22. Геометрия задачи: оси спиралей ориентированы вдоль оси X ; собственная волна в среде распространяется вдоль вектора $\vec{k}$, который расположен в плоскости XOZ

После подстановки уравнений связи (3.35) в уравнения Максвелла было получено волновое уравнение относительно вектора $\vec{E}$:

$$\begin{aligned} \nabla \times (\overset{=-1}{\mu} (\nabla \times \vec{E})) - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \left(\overset{=}{\varepsilon} - \overset{=-1}{\alpha} \overset{=-1}{\mu} \overset{=-1}{\alpha} \right) \cdot \vec{E} - \\ - \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \left[\nabla \times \left(\overset{=-1}{\mu} \overset{=-1}{\alpha} \vec{E} \right) + \overset{=-1}{\alpha} \overset{=-1}{\mu} (\nabla \times \vec{E}) \right] = 0. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Решения уравнения (3.36) имеют следующую общую форму:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad (3.37)$$

с волновым вектором $\vec{k}$ и радиус-вектором $\vec{r}$.

3.4.2. Собственные волны

Метаматериалы из проводящих спиралей, проявляющих киральные свойства, в настоящее время просты в изготовлении и достаточно дешевы [171]. Для создания киральных сред с изотропными свойствами необходимо получение хаотической смеси спиралей, процесс которого является трудоемким и дорогостоящим. Это одна из причин интереса к исследованию электромагнитных свойств метаматериалов на основе спиралей [230]. Если оси всех спиралей ориентированы одинаково, образец в целом приобретает одноосную симметрию. Подобная ситуация часто встречается в природных кристаллах и искусственных средах. Это также одна из причин интереса к исследованию электромагнитных свойств метаматериалов на основе спиралей.

Собственные волны в одноосных бианизотропных средах детально исследовались в работах [231–235]. Отражение и прохождение в одноосном бианизотропном слое рассмотрено в работе [236] для случая нормального падения. Численные методы для бианизотропных сред развиты в работах [237, 238].

Для одноосной среды тензоры диэлектрической, магнитной проницаемости и киральности имеют следующую форму:

$$\overset{=}{\varepsilon} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix}, \quad \overset{=}{\mu} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_2 \end{pmatrix}, \quad \overset{=}{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_2 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_2 \end{pmatrix}; \quad (3.38)$$

$$\Delta \varepsilon = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2}, \quad \bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}.$$

Учитывая симметрию среды, волновое уравнение (3.36) можно представить в матричной форме

$$\begin{pmatrix}
k^2 \mu_2^{-1} \cos^2 \theta - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_1 - \mu_1^{-1} \alpha_1^2) & i \frac{\omega}{c} k \cos \theta (\mu_2^{-1} \alpha_2 + \mu_1^{-1} \alpha_1) & -k^2 \sin \theta \cos \theta \mu_2^{-1} \\
-i \frac{\omega}{c} k \cos \theta (\mu_2^{-1} \alpha_2 + \mu_1^{-1} \alpha_1) & k^2 (\mu_2^{-1} \sin^2 \theta + \mu_1^{-1} \cos^2 \theta) - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 - \mu_2^{-1} \alpha_2^2) & 2i \frac{\omega}{c} k \mu_2^{-1} \alpha_2 \sin \theta \\
-k^2 \mu_2^{-1} \sin \theta \cos \theta & -2i \frac{\omega}{c} k \mu_2^{-1} \alpha_2 \sin \theta & k^2 \mu_2^{-1} \sin^2 \theta - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 - \mu_2^{-1} \alpha_2^2)
\end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \\ E_{oz} \end{pmatrix} = 0,$$

(3.39)

где k – волновое число собственной моды; μ_1 и μ_2 – главные значения тензора магнитной проницаемости; θ – угол между осью Z и вектором $\vec{k}$ собственной моды в среде; ω – частота падающей волны; $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – скорость света в вакууме; ε_1 и ε_2 – главные значения тензора диэлектрической проницаемости; α_1 и α_2 – главные значения тензора киральности.

Соотношения между компонентами вектора напряженности электрического поля $\vec{E}$ могут быть найдены из волнового уравнения (3.39):

$$E_{ox}^m =$$

$$= -i \frac{k_m(\theta_m) \cos \theta_m \left(k_m^2(\theta_m) (\mu_1^{-1} \cos^2 \theta_m + \mu_2^{-1} \sin^2 \theta_m) - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 + \mu_2^{-1} \alpha_2^2) - 2 \frac{\omega^2}{c^2} \mu_1^{-1} \alpha_2 \alpha_1 \right)}{\frac{\omega}{c} \left[(\mu_1^{-1} \alpha_1 - \mu_2^{-1} \alpha_2) k_m^2(\theta_m) \cos^2 \theta_m + 2 \frac{\omega^2}{c^2} \alpha_2 (\varepsilon_1 - \mu_1^{-1} \alpha_1^2) \right]} \times$$

$$\times E_{oy}^m,$$

(3.40)

$$E_{oz}^m =$$

$$= -i \frac{k_m(\theta_m) \mu_2^{-1} \sin \theta_m \left(k_m^2(\theta_m) (\mu_1^{-1} \cos^2 \theta_m + \mu_2^{-1} \sin^2 \theta_m) - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 + \mu_2^{-1} \alpha_2^2) - 2 \frac{\omega^2}{c^2} \mu_1^{-1} \alpha_2 \alpha_1 \right)}{\frac{\omega}{c} \left[(\mu_1^{-1} \alpha_1 - \mu_2^{-1} \alpha_2) k_m^2(\theta_m) \mu_2^{-1} \sin^2 \theta_m - (\mu_1^{-1} \alpha_1 + \mu_2^{-1} \alpha_2) \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 - \mu_2^{-1} \alpha_2^2) \right]} \times$$

$$\times E_{oy}^m.$$

(3.41)

Приравняв к нулю определитель системы уравнений (3.39), можно получить дисперсионное уравнение, решения которого позволяют определить вол-

новые числа собственных мод в среде. В частности, при более простом случае, когда $\mu_1 = \mu_2 = \mu$, система уравнений (3.39) принимает вид

$$\begin{pmatrix} k^2 \cos^2 \theta - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_1 \mu - \alpha_1^2) & i \frac{\omega}{c} k \cos \theta (\alpha_2 + \alpha_1) & -k^2 \sin \theta \cos \theta \\ -i \frac{\omega}{c} k \cos \theta (\alpha_2 + \alpha_1) & k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 \mu - \alpha_2^2) & 2i \frac{\omega}{c} k \alpha_2 \sin \theta \\ -k^2 \sin \theta \cos \theta & -2i \frac{\omega}{c} k \alpha_2 \sin \theta & k^2 \sin^2 \theta - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 \mu - \alpha_2^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{ox} \\ E_{oy} \\ E_{oz} \end{pmatrix} = 0. \quad (3.42)$$

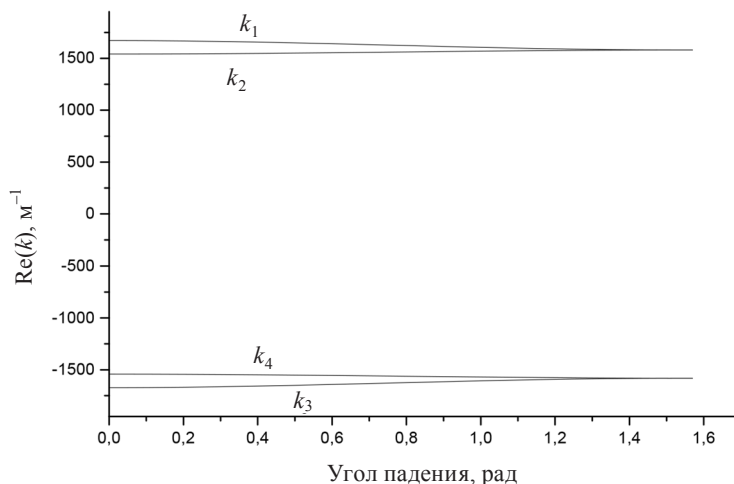


Рис. 3.23. Зависимость действительных частей волновых чисел собственных мод от угла падения

Проведен численный анализ волновых чисел собственных волн. В результате численных расчетов определены зависимости волновых чисел собственных мод от угла падения. Указанные графики приведены на рис. 3.23, который показывает, что двупреломление волн пластинкой является максимальным при нормальном падении волн.

Расчеты выполнены при следующих численных значениях параметров: $L = 5,5$ мм; $\omega = 19,1$ ГГц; $\Delta\varepsilon = 0,45$; $\alpha_1 = 0,3$; $\alpha_2 = 0$; $\bar{\varepsilon} = 13,45$; $\mu_1 = \mu_2 = 1,2 + i0,1$.

3.4.3. Решение граничной задачи.

Коэффициенты отражения и прохождения

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих волновых векторов всех волн на границах образца следуют уравнения

$$k_0 \sin \theta_i = k_1(\theta_1) \sin \theta_1 = k_2(\theta_2) \sin \theta_2, \quad (3.43)$$

где k_0 – волновое число падающей волны. Эти уравнения позволяют рассчитать углы преломления θ_1 и θ_2 для первой и второй мод как функции угла падения θ_i . Для третьей и четвертой мод аналогично:

$$k_0 \sin \theta_i = k_3 (\theta_3) \sin \theta_3 = k_4 (\theta_4) \sin \theta_4. \tag{3.44}$$

Волновые числа k_3 и k_4 отрицательны и соответствуют волнам, отраженным от задней поверхности образца. В этом случае отрицательные значения углов θ_3 и θ_4 следуют из уравнения (3.44). На рис. 3.24 приведены зависимости действительных и мнимых частей волновых чисел собственных мод при углах преломления θ_1 и θ_2 от угла падения.

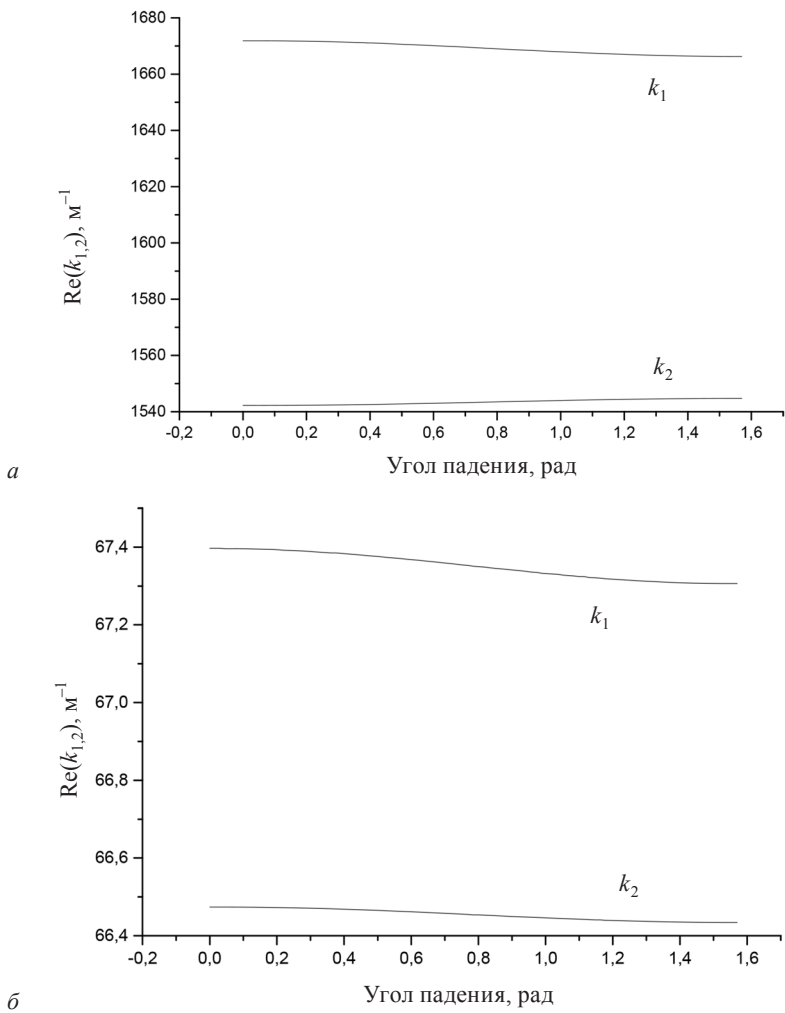


Рис. 3.24. Зависимость действительных (а) и мнимых (б) частей волновых чисел собственных мод при углах преломления θ_1 и θ_2 как функция угла падения

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на границах среды при $z = 0$ и $z = L$ (где L – толщина пластинки) получена система восьми уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \underline{z=0:} \\ E_{ox}^i + E_{ox}^r = \sum_{m=1}^4 E_{ox}^m, \quad (3.45) \\ E_{oy}^i + E_{oy}^r = \sum_{m=1}^4 E_{oy}^m, \quad (3.46) \\ -\frac{c}{\omega} k_i \cos \theta_i E_{oy}^i + \frac{c}{\omega} k_i \cos \theta_i E_{oy}^r = \sum_{m=1}^4 \left(-\frac{c}{\omega} \mu_1^{-1} k_m (\theta_m) \cos \theta_m E_{oy}^m + i \mu_1^{-1} \alpha_1 E_{ox}^m \right), \quad (3.47) \\ \frac{c}{\omega} k_i (\cos \theta_i E_{ox}^i - \sin \theta_i E_{oz}^i) - \frac{c}{\omega} k_i (\cos \theta_i E_{ox}^r + \sin \theta_i E_{oz}^r) = \\ = \sum_{m=1}^4 \left[\frac{c}{\omega} \mu_2^{-1} k_m (\theta_m) (\cos \theta_m E_{ox}^m - \sin \theta_m E_{oz}^m) + i \mu_2^{-1} \alpha_2^{-1} E_{oy}^m \right]; \quad (3.48) \\ \underline{z=L:} \\ \sum_{m=1}^4 E_{ox}^m \exp(ik_m (\theta_m) \cos \theta_m L) = E_{ox}^\tau \exp(ik_\tau \cos \theta_\tau L), \quad (3.49) \\ \sum_{m=1}^4 E_{oy}^m \exp(ik_m (\theta_m) \cos \theta_m L) = E_{oy}^\tau \exp(ik_\tau \cos \theta_\tau L), \quad (3.50) \\ \sum_{m=1}^4 \left(-\frac{c}{\omega} \mu_1^{-1} k_m (\theta_m) \cos \theta_m E_{oy}^m + i \mu_1^{-1} \alpha_1 E_{ox}^m \right) \exp(ik_m (\theta_m) \cos \theta_m L) = \\ = -\frac{c}{\omega} k_\tau \cos \theta_\tau E_{oy}^\tau \exp(ik_\tau \cos \theta_\tau L), \quad (3.51) \\ \sum_{m=1}^4 \left[\frac{c}{\omega} \mu_2^{-1} k_m (\theta_m) (\cos \theta_m E_{ox}^m - \sin \theta_m E_{oz}^m) + i \mu_2^{-1} \alpha_2^{-1} E_{oy}^m \right] \times \\ \times \exp(ik_m (\theta_m) \cos \theta_m L) = \frac{c}{\omega} k_\tau (\cos \theta_\tau E_{ox}^\tau - \sin \theta_\tau E_{oz}^\tau) e^{ik_\tau \cos \theta_\tau L}. \quad (3.52) \end{array} \right.$$

Здесь E_0^i , E_0^r и E_0^τ – амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн; E_0^m амплитуды собственных мод в среде. С целью уменьшения числа неизвестных необходимо учесть также поляризацию собственных мод.

Таким образом, компоненты E_{oz} и E_{ox} могут быть выражены через компоненту E_{oy} . Значит, поле в среде имеет четыре неизвестных: E_{oy}^m ($m = 1, 2, 3, 4$). Имеем еще два неизвестных E_{oy}^τ и E_{oy}^r для волн вне образца.

Если для падающей волны справедливо соотношение:

$$\begin{aligned} E_{ox} &= E_{op} \cos \theta_i, \\ E_{oz} &= -E_{op} \sin \theta_i, \end{aligned} \quad (3.53)$$

где индекс « p » означает вектор, лежащий в плоскости падения, то для прошедшей и отраженной волн можем записать

$$\begin{aligned} E_{ox}^{\tau} &= E_p^{\tau} \cos \theta_{\tau}, \\ E_{oz}^{\tau} &= -E_p^{\tau} \sin \theta_{\tau}, \\ E_{ox}^r &= -E_p^r \cos \theta_r, \\ E_{oz}^r &= -E_p^r \sin \theta_r. \end{aligned} \quad (3.54)$$

Если при $z = 0$ и $z = L$ образец граничит с одинаковой средой (например, воздухом), тогда $\theta_i = \theta_r = \theta_{\tau}$. Следовательно, нахождение четырех неизвестных E_{ox}^{τ} , E_{oz}^{τ} и E_{ox}^r , E_{oz}^r сводится к нахождению двух неизвестных и E_p^{τ} и E_p^r . Таким образом, получена система восьми уравнений с восемью неизвестными: E_{oy}^m ($m = 1, 2, 3, 4$), $E_{oy}^{\tau} = E_s^{\tau}$, $E_{oy}^r = E_s^r$, E_p^{τ} , E_p^r .

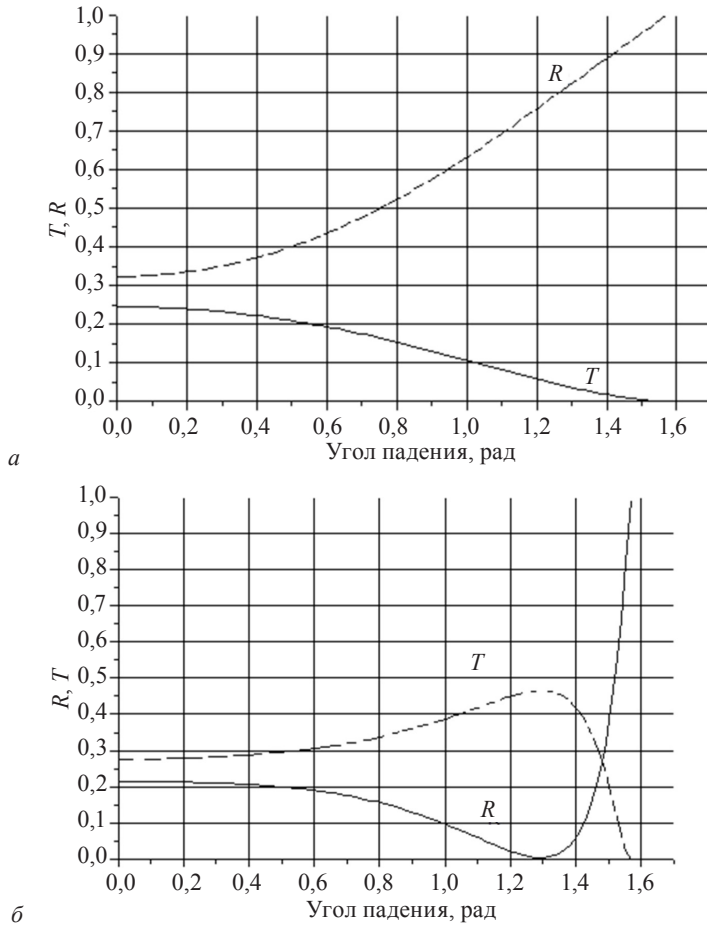


Рис. 3.25. Зависимость коэффициентов прохождения и отражения от угла падения (падающая волна поляризована перпендикулярно (а) и параллельно (б) плоскости падения)

Система уравнений (3.45)–(3.52) позволяет найти точное решение граничной задачи для бианизотропной одноосной пластинки при наклонном падении электромагнитных волн.

Результаты численного решения системы уравнений представлены на рис. 3.25–3.27. Расчеты выполнены при следующих численных значениях параметров: $L = 5,5$ мм; $\omega = 19,1$ ГГц; $\Delta\epsilon = 0,45$; $\alpha_1 = 0,3$; $\alpha_2 = 0$; $\bar{\epsilon} = 13,45$; $\mu_1 = \mu_2 = 1,2 + i0,1$.

Рис. 3.25 показывает, что коэффициенты прохождения и отражения имеют различную зависимость от угла падения в случаях, когда падающая волна поляризована параллельно и перпендикулярно плоскости падения; рис. 3.26 – зависимость коэффициентов прохождения и отражения от угла падения без учета поглощения волн в образце. Анализ графиков (см. рис. 3.25, б, 3.26, б) показывает, что в случае, когда падающая волна поляризована параллельно

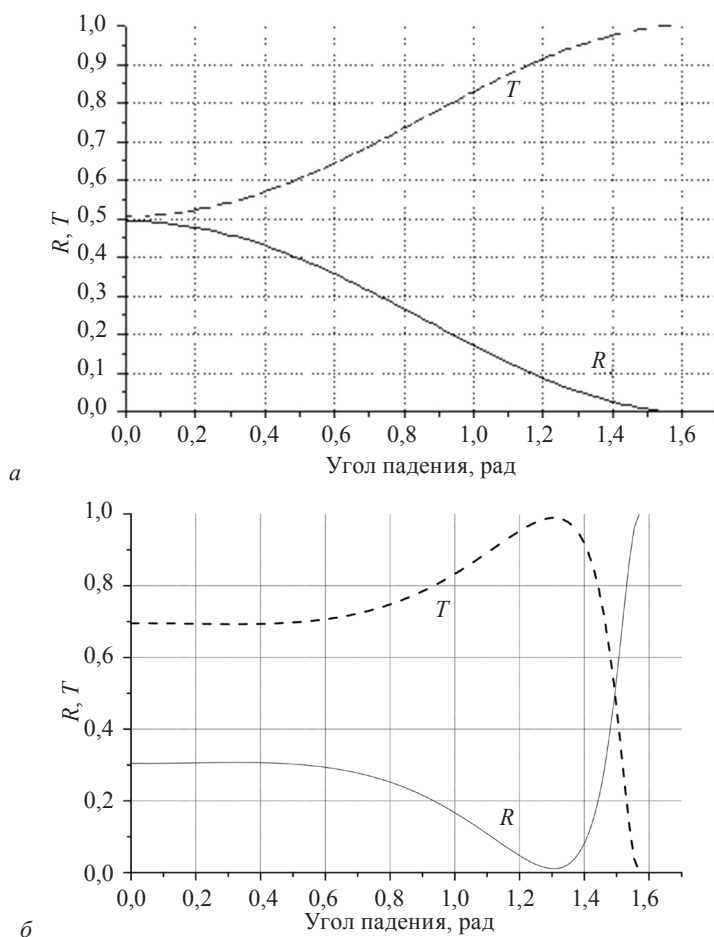


Рис. 3.26. Зависимость коэффициентов прохождения и отражения от угла падения без учета поглощения (падающая волна поляризована перпендикулярно (а) и параллельно (б) плоскости падения)

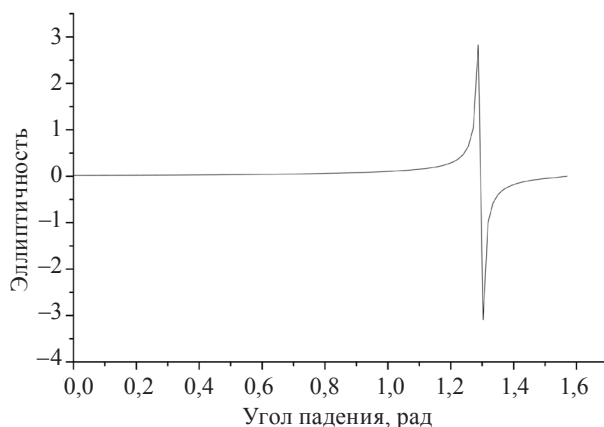


Рис. 3.27. Зависимость эллиптичности отраженной волны от угла падения (падающая волна поляризована параллельно плоскости падения)

плоскости падения, возможно явление отсутствия отражения волн от пластинки при определенном угле падения, аналогичное эффекту Брюстера для изотропной среды.

Рис. 3.27 показывает, что для поляризации, параллельной плоскости падения, эллиптичность отраженной волны сильно меняется в окрестности угла нулевого отражения. Отраженная волна может иметь различные типы поляризации: линейную, циркулярную и эллиптическую, близкую к циркулярной, с обоими направлениями вращения.

Эффекты поляризации при отражении и преломлении света на границе двух диэлектриков изучались Бартолином, Гюйгенсом, Малюсом с конца XVII в. В 1815 г. Брюстер установил связь $\tan \varphi_{Br} = n$ между углом полной поляризации и относительным показателем преломления. Угол Брюстера φ_{Br} — угол падения, при котором свет, имеющий электрический вектор, лежащий в плоскости падения, не отражается. Изученные выше эффекты можно рассматривать как аналоги явления Брюстера, однако в случае бианизотропной пластинки с металлическими микроспиралями показатель преломления n есть функция трех параметров: ϵ , μ и κ . При этом, в отличие от «чистых» изотропных диэлектриков, параметры $\mu \neq 1$ и $\kappa \neq 0$, и магнитные, а также киральные свойства среды влияют на коэффициенты отражения и прохождения волн. При указанных выше значениях ϵ , μ и κ , используемых при расчетах, преобладают диэлектрические свойства пластинки с металлическими спиралями, и анизотропией пластинки можно пренебречь. Поэтому эффект Брюстера проявляется в обычном виде, только в случае поляризации падающей волны в плоскости падения.

В следующем разделе будет показано, что при значительной анизотропии образца аналог явления Брюстера можно наблюдать для обеих поляризаций, т. е. когда падающая волна поляризована как параллельно, так и перпендикулярно плоскости падения.

3.4.4. Значительная анизотропия метаматериала и проявление эффекта Брюстера для обеих поляризаций падающей волны

Для среды, которая была создана и экспериментально исследована при нормальном падении волн в работе [171] (рис. 3.28), тензоры диэлектрической проницаемости и киральности имеют следующую форму:

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}, \bar{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \Delta\epsilon = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2}, \bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}. \quad (3.55)$$

Волновые числа собственных мод в такой среде

$$k_{1,2}^2 = \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 \left\{ \epsilon_1 (1 + \sin^2 \theta) + \epsilon_2 \cos^2 \theta - 2\alpha_1^2 \sin^2 \theta \pm \cos^2 \theta \sqrt{(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 + 4\epsilon_2 \alpha_1^2} \right\}}{2(\epsilon_1 \sin^2 \theta + \epsilon_2 \cos^2 \theta - \alpha_1^2 \sin^4 \theta)}, \quad (3.56)$$

$$k_{3,4} = -k_{2,1}. \quad (3.57)$$

Эта формула совпадает с выражением, приведенным в работе [232].

В последнем выражении и для численного анализа использованы материальные уравнения, в которых $\mu_1 = \mu_2 = 1$ (без учета магнитных свойств). Известно, что в средах со слабой пространственной дисперсией эффекты киральности являются эффектами первого порядка, а магнитные эффекты – второго порядка малости [16, 86]. В материальных уравнениях, используемых здесь, мы сохраняем все члены нулевого порядка (диэлектрической проницаемости) и первого порядка (киральности) и пренебрегаем членами второго порядка и выше. Действительно, сохранение нетривиальных членов в выражении для магнитной проницаемости в данном случае некорректно и может привести к ошибкам. Это происходит потому, что искусственный магнетизм не является единственным эффектом второго порядка пространственной дис-

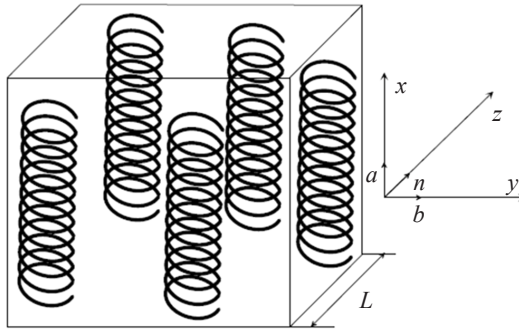


Рис. 3.28. Геометрия задачи

персии. Принимая во внимание сильную пространственную дисперсию в приближении второго порядка, все члены второго порядка должны быть сохранены. В этом случае материальные уравнения усложняются: в дополнение к нетривиальным значениям тензора магнитной проницаемости они содержат пространственные вторые производные электрического поля [239].

Магнитные свойства сред со спиральным включениями должны быть учтены в двух случаях. Одним из них является случай, когда среда, в которую помещены спирали (так называемая *host medium*), обладает магнитными свойствами. Другим – случай, когда включения являются резонансными микроспиралями или включениями схожей формы с выраженными частями петель. В данном случае ситуация совсем иная. В работе [171] создан образец,

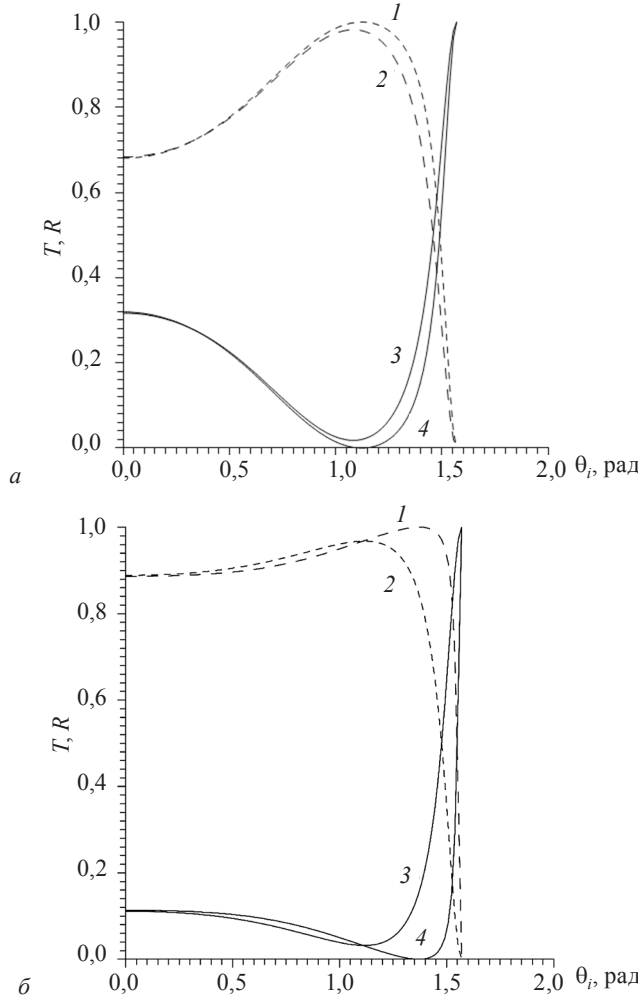


Рис. 3.29. Зависимость коэффициентов прохождения и отражения от угла падения (падающая волна поляризована параллельно (а) и перпендикулярно (б) плоскости падения): 1-Т, 4-Р – без учета киральности; 2-Т, 3-Р – $\alpha_1 = 0,3$

в котором длинные нерезонансные спирали расположены в массиве параллельно. Поэтому в данной ситуации возможно использование модели слабой пространственной дисперсии и магнитными свойствами можно пренебрегать. Этот общий подход широко используется в кристаллооптике. В данном конкретном случае его применение оправдано также сравнением с экспериментальными данными, приведенными в работе [171].

Результаты численных расчетов представлены на рис. 3.29–3.33. Ввиду возможных сравнений с экспериментальными результатами [171], где были исследованы нерезонансные спирали, выбраны действительные значения параметров материала. Во всех случаях магнитная проницаемость предполагается равной μ_0 .

Расчеты выполнены при следующих численных значениях параметров: $L = 5,5$ мм; $\omega = 19,1$ ГГц; $\theta_i = 0,52$ rad; $\Delta\epsilon = 0,45$; $\bar{\epsilon} = 3,45$; $\alpha_1 = 0,3$.

Рис. 3.29 показывает, что коэффициент отражения имеет немонотонную зависимость от угла падения для параллельной и перпендикулярной поляризации падающей волны. При определенном угле, зависящем от поляризации падающей волны, интенсивность отраженной волны близка к нулю. Это свидетельствует о практически полном прохождении электромагнитных волн через образец при данных углах падения. Эти углы различны для различных поляризаций падающей волны для анизотропной пластины без учета киральности (см. рис. 3.29), но киральность позволяет совместить углы для обеих поляризаций.

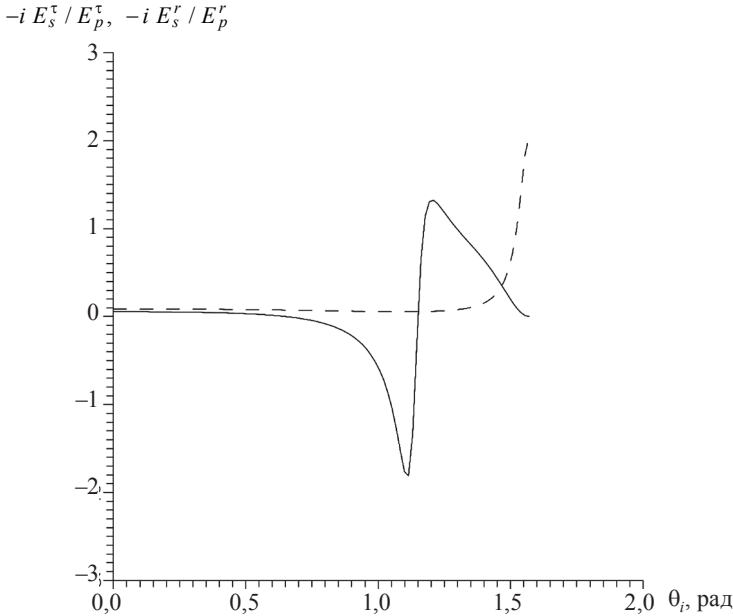


Рис. 3.30. Зависимость эллиптичности прошедшей (штриховая линия) и отраженной (сплошная линия) волн от угла падения (для параллельной поляризации падающей волны)

Решение граничной задачи позволяет определить угол падения, при котором возможно почти полное прохождение через образец.

Для параллельной поляризации прошедшая волна имеет почти одинаковую поляризацию для всех углов падения (см. рис. 3.30). Эллиптичность отраженной волны может сильно меняться, когда угол падения приближается к значению угла для полного прохождения. Отраженная волна может иметь

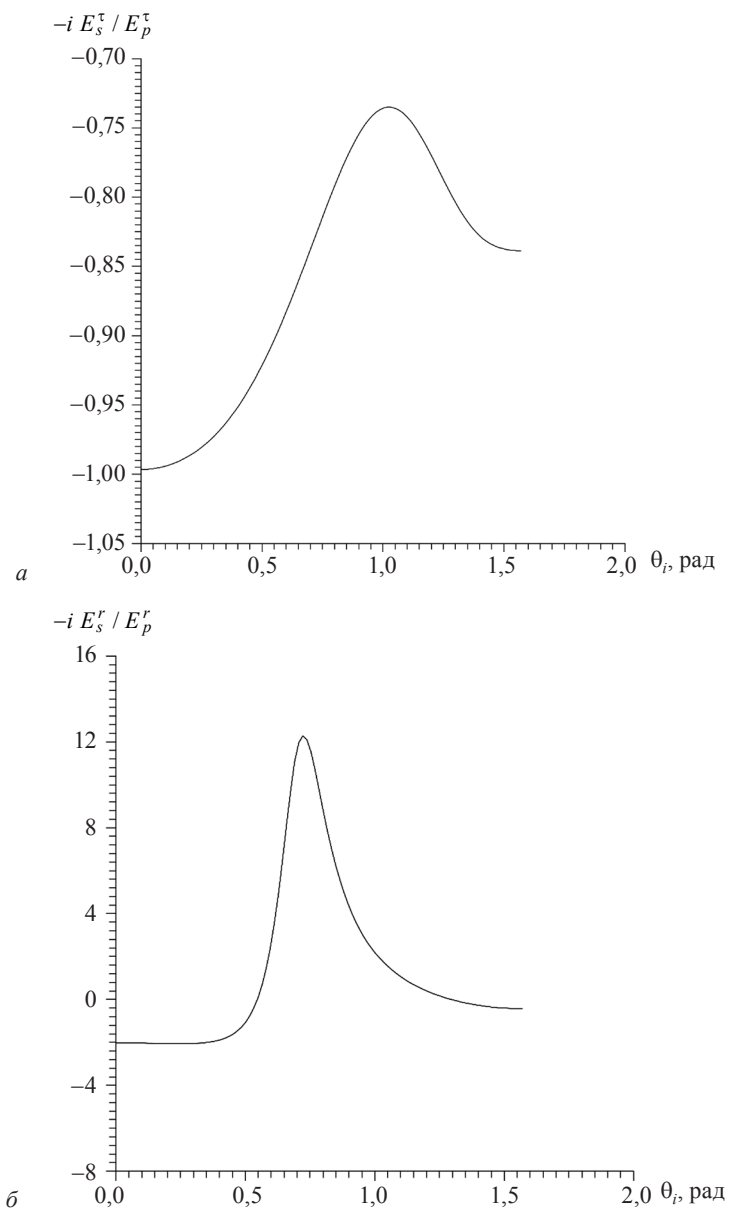


Рис. 3.31. Зависимость эллиптичности прошедшей (а) и отраженной (б) волн от угла падения (для перпендикулярной поляризации падающей волны)

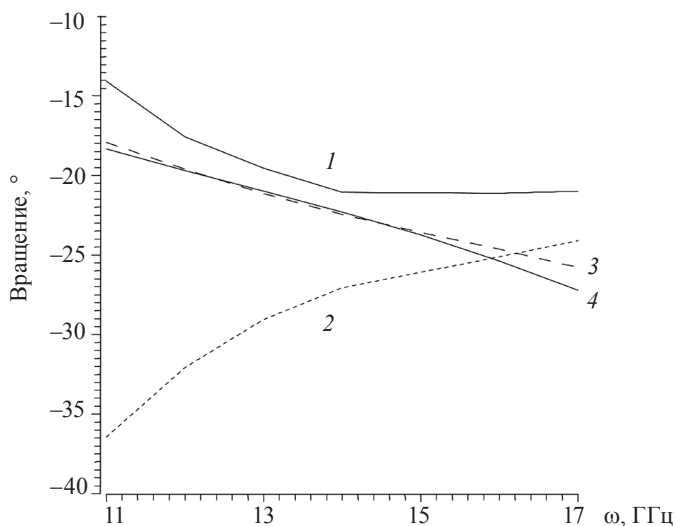


Рис. 3.32. Зависимость вращения главной оси эллипса поляризации прошедшей волны от частоты: 1 и 2 – эксперимент [171]; 3 и 4 – теория; 1 и 4 – для параллельной поляризации, 2 и 3 – для перпендикулярной поляризации; $L = 5,5$ мм; $\theta_i = 0$ рад; $\Delta\epsilon = 0,45$; $\bar{\epsilon} = 3,45$; $\alpha_1 = 0,3$

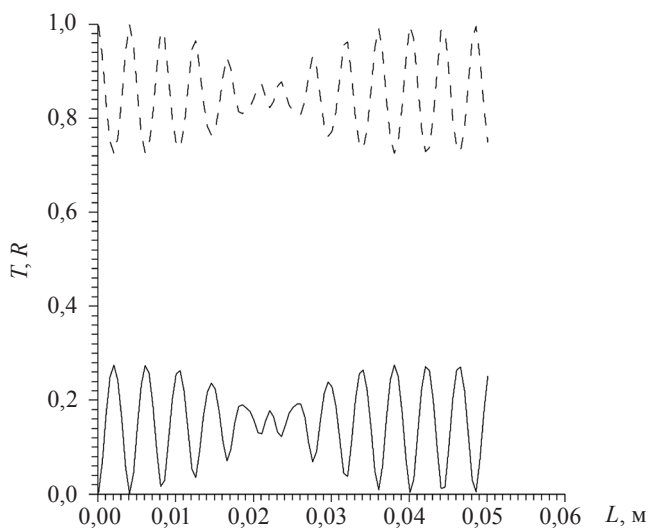


Рис. 3.33. Зависимость коэффициентов прохождения и отражения от толщины образца (для параллельной поляризации падающей волны): сплошная линия – R ; штриховая линия – T ; $\omega = 19,1$ ГГц; $\theta_i = 0,52$ рад; $\Delta\epsilon = 0,45$; $\bar{\epsilon} = 3,45$; $\alpha_1 = 0,3$

различные типы поляризации: линейную, циркулярную и эллиптическую, близкую к циркулярной, с обоими направлениями вращения.

Для перпендикулярной поляризации прошедшая и отраженные волны эллиптически поляризованы; эллиптичность зависит от угла падения (см. рис. 3.31). При нормальном падении прошедшая волна циркулярно поляризована (см. рис. 3.31, а). Следовательно, решение граничной задачи позволя-

ет проектировать слой как четвертьволновую пластинку. Также могут быть определены углы падения, при которых поляризация отраженной волны близка к линейной и ортогональна поляризации падающей волны (см. рис. 3.31, б).

Следует отметить, что решение граничной задачи удовлетворяет закону сохранения энергии на всех частотах и углах падения. Соотношение $R + T = 1$, рассчитанное для коэффициентов отражения и прохождения, выполняется с высокой степенью точности.

Сравнение теории с результатами эксперимента, проведенного в университете Стелленбош (ЮАР) при нормальном падении волн [171], показывает согласие в случае ортогональной поляризации, т. е. когда направление спиралей перпендикулярно электрическому вектору падающей волны (см. рис. 3.32).

Зависимость интенсивностей отраженной и прошедшей волн от толщины образца представлена на рис. 3.33, который показывает сильную интерференционную зависимость коэффициентов отражения и прохождения и, следовательно, необходимость учета многократных отражений внутри образца. В некоторой области толщин неотражающие свойства образца проявляются слабо.

С учетом многократного отражения электромагнитных волн внутри образца решена граничная задача для искусственной анизотропной пластинки, обладающей гиротропными, диэлектрическими и магнитными свойствами, при наклонном падении электромагнитных волн на поверхность. Определены коэффициенты прохождения и отражения и показана возможность преобразования поляризации падающей волны при отражении и прохождении. В случае, когда падающая волна поляризована параллельно плоскости падения, возможно явление полного прохождения волн через пластинку при определенном угле падения. Полученные результаты могут быть использованы для управления поляризацией электромагнитных волн.

Были также проанализированы условия, при которых образец, который состоит из массива параллельно расположенных длинных нерезонансных спиралей, может быть использован в качестве четвертьволновой пластинки для прошедшей волны. Показано, что плоскость поляризации отраженной волны может быть повернута на 90° по сравнению с падающей волной.

После сравнения с экспериментальными результатами для нормального падения можно сделать вывод, что поведение образца, описанного в работе [171], может быть смоделировано с помощью найденных эффективных материальных параметров, а при наклонном падении могут быть предсказаны экспериментальные результаты.

3.5. Электромагнитные волны в одноосной киральной сверхрешетке с комбинированными диэлектрическими и магнитными свойствами

Образец со спиральными включениями, обладающий также анизотропией магнитных свойств, может быть смоделирован, например, в виде многослойной среды, один слой которой имеет анизотропные диэлектрические и ки-

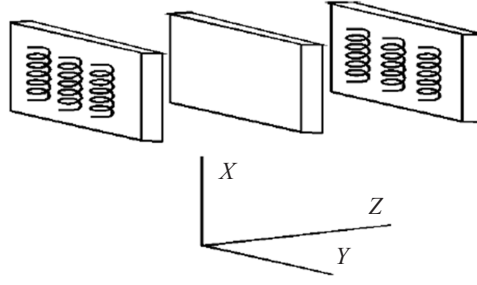


Рис. 3.34. Геометрия задачи

ральные свойства (представленный в работе [171]), а второй – анизотропные магнитные свойства (это может быть магнитный материал, «прозрачный» в микроволновом диапазоне) (рис. 3.34).

Если выполняется условие $D \ll \lambda$, тогда длинноволновое приближение может быть использовано. Здесь D – период структуры, λ – длина волны в микроволновом диапазоне. Эффективные параметры такой многослойной среды могут быть описаны как

$$\begin{aligned}\varepsilon_t^{\text{эфф}} &= x\varepsilon_t^1 + (1-x)\varepsilon_t^2, \\ \varepsilon_a^{\text{эфф}} &= x\varepsilon_a^1 + (1-x)\varepsilon_a^2, \\ \mu_t^{\text{эфф}} &= x\mu_t^1 + (1-x)\mu_t^2, \\ \mu_a^{\text{эфф}} &= x\mu_a^1 + (1-x)\mu_a^2, \\ \kappa_a^{\text{эфф}} &= x\kappa_a^1 + (1-x)\kappa_a^2.\end{aligned}\tag{3.58}$$

Здесь x – относительная толщина слоя, $x = d^1/D$, $1 - x = d^2/D$, $d^{1,2}$ – толщины слоев 1 и 2 соответственно, $D = d^1 + d^2$ – период структуры, индексы 1 и 2 относятся к слоям 1 и 2 соответственно. Так как предполагается, что один слой обладает анизотропными диэлектрическими и киральными свойствами, а второй – анизотропными магнитными свойствами, то эффективные параметры такой структуры могут быть описаны следующими выражениями:

$$\begin{aligned}\varepsilon_t^{\text{эфф}} &= x\varepsilon_t^1, \\ \varepsilon_a^{\text{эфф}} &= x\varepsilon_a^1, \\ \mu_t^{\text{эфф}} &= (1-x)\mu_t^2, \\ \mu_a^{\text{эфф}} &= (1-x)\mu_a^2, \\ \kappa_a^{\text{эфф}} &= x\kappa_a^1.\end{aligned}\tag{3.59}$$

С учетом вышесказанного, для данной геометрии материалы уравнения принимают форму

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon_0(\varepsilon_t \vec{I}_t + \varepsilon_a \vec{a} \vec{a}) \cdot \vec{E} - i\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa_a \vec{a} \vec{a} \cdot \vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu_0(\mu_t \vec{I}_t + \mu_a \vec{a} \vec{a}) \cdot \vec{H} + i\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa_a \vec{a} \vec{a} \cdot \vec{E}.\end{aligned}\quad (3.60)$$

Здесь предполагается, что

$$\varepsilon_t^{\text{эфф}} = \varepsilon_t, \quad \varepsilon_a^{\text{эфф}} = \varepsilon_a, \quad \mu_t^{\text{эфф}} = \mu_t, \quad \mu_a^{\text{эфф}} = \mu_a, \quad \kappa_a^{\text{эфф}} = \kappa_a. \quad (3.61)$$

3.5.1. Собственные моды

Так как компонента поля вдоль направления распространения равна нулю, удобно представить поле в среде в виде суммы компонент, продольной и поперечной относительно осей спиралей (единичного вектора $\vec{a}$).

$$\vec{E} = E_a \vec{a} + E_b \vec{b}, \quad \vec{H} = H_a \vec{a} + H_b \vec{b}. \quad (3.62)$$

Здесь, как и ранее $\vec{b} = \vec{z}_0 \times \vec{a}$.

Был определен аналитический вид волновых чисел и эллиптичностей (т. е. соотношений между E_a и E_b) собственных мод электромагнитного поля в данной среде:

$$n_{\pm}^2 = k_0^2 \left[\frac{\varepsilon_a \mu_t + \mu_a \varepsilon_t}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_a \mu_t - \mu_a \varepsilon_t}{2} \right)^2 + \varepsilon_t \mu_t \kappa_a} \right], \quad (3.63)$$

$$E_b = \frac{ik_0 \kappa_a n_{\pm}}{n_{\pm}^2 - k_0^2 \varepsilon_t \mu_a} E_a, \quad H_b = \frac{ik_0 \kappa_a n_{\pm}}{n_{\pm}^2 - k_0^2 \varepsilon_a \mu_t} H_a. \quad (3.64)$$

Чтобы получить более наглядное физическое представление, можно рассмотреть предельный случай, когда параметр киральности $\kappa_a = 0$.

В этом случае

$$n_+^2 = k_0^2 \varepsilon_a \mu_t, \quad n_-^2 = k_0^2 \varepsilon_t \mu_a \quad (3.65)$$

очевидно, что первый случай описывает плоскую собственную моду с компонентами $E_a \neq 0, H_a = 0$, во втором случае $-H_a \neq 0, E_a = 0$.

Хорошо известно, что для одноосных некиральных сред не происходит трансформации поляризации, если падающая волна поляризована параллельно или перпендикулярно оси (единичному вектору $\vec{a}$): эти две поляризации не связаны. В работах Федорова и в работе [6] был предсказан эффект компенсации двулучепреломления, когда

$$\varepsilon_a \mu_t = \varepsilon_t \mu_a \quad \text{и} \quad n_+ = n_-. \quad (3.66)$$

Не известны природные кристаллы, в которых это условие выполняется. Однако современные технологии позволяют создавать материалы с заданными свойствами.

3.5.2. Эффект компенсации двулучепреломления

Когда толщина x некоторого слоя достигает определенного значения, эффективные параметры структуры становятся пропорциональными. Из условия ($\epsilon_a \mu_t = \epsilon_t \mu_a$) следует выражение

$$\frac{\Delta \epsilon}{\bar{\epsilon}} = \frac{\Delta \mu}{\bar{\mu}}, \quad (3.67)$$

которое показывает, что анизотропия диэлектрических свойств компенсирована анизотропией магнитных свойств и линейное двулучепреломление отсутствует.

$$\text{Здесь } \bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_t + \epsilon_a}{2}, \Delta \epsilon = \frac{\epsilon_t - \epsilon_a}{2}, \bar{\mu} = \frac{\mu_t + \mu_a}{2}, \Delta \mu = \frac{\mu_t - \mu_a}{2}.$$

Благодаря частотной дисперсии параметров это условие выполняется только на некоторой частоте, поэтому такая структура может использоваться в качестве устройства с селективным прохождением.

Ниже приведен расчет устройства, основанного на эффекте компенсации линейного двулучепреломления. Схема устройства представлена на рис. 3.35.

Толщина образца $L = \frac{\pi}{2\vartheta}$, где $\vartheta = \frac{k_0 \kappa_a}{2}$ – удельное вращение плоскости поляризации. В данной модели предполагается, что μ_t и μ_a постоянные величины, что частотная зависимость диэлектрической проницаемости носит характер нормальной дисперсии и моделируется функциями $\epsilon_t = k_t \omega + b_t$, $\epsilon_a = k_a \omega + b_a$. Зависимость интенсивности прошедшей волны от частоты падающей волны для устройства с селективным прохождением представлена на рис. 3.36.

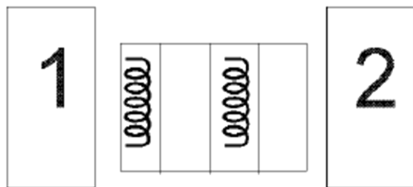


Рис. 3.35. Схема устройства: 1 – поляризатор, 2 – анализатор; угол между плоскостями поляризатора и анализатора составляет 90°

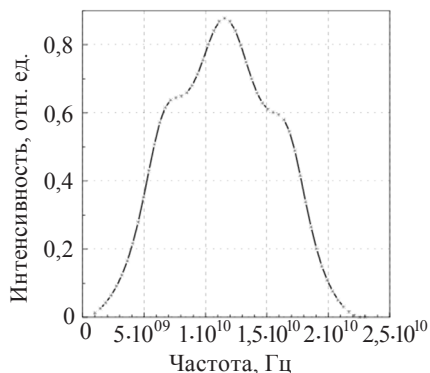


Рис. 3.36. Зависимость интенсивности прошедшей волны от частоты волны, которая поляризована вдоль осей спиралей

3.6. Нормальное падение волн на спиральную структуру

3.6.1. Постановка задачи

Объектом исследования в данном разделе являются искусственные анизотропные среды, обладающие киральными свойствами в микроволновом диапазоне. В качестве примера рассмотрена искусственная анизотропная среда, изготовление и исследование которой приведено в работе [171]. Каждый слой представляет собой нейлоновые нити с намотанными металлическими спиралями, содержащиеся внутри полимерной пластинки. Так как все нити ориентированы в одном направлении, пластинка приобретает одноосную симметрию [7-A–9-A]. Нейлоновые нити с намотанными металлическими спиралями в каждом последующем слое повернуты на некоторый постоянный угол вокруг оси, перпендикулярной плоскости, ограничивающей слой. В результате образец в целом приобретает спиральную структуру, аналогичную структуре холестерических жидких кристаллов (рис. 3.37). Толщина каждого слоя составляет порядка 0,5–1,0 мм, что позволяет подобрать период спиральной структуры близким к длине волны падающего излучения в микроволновом диапазоне [14-A].

Результаты исследования распространения плоских волн в геликоидальных средах другой физической природы, таких как структурно киральные тонкие плёнки, опубликованы в работах [240, 241]. Более простая геликоидальная структура (киральные смектики) без локальной киральности исследована в публикации [242], в которой также проведен обзор работ, относящихся к данной области.

Все спирали в каждом слое ориентированы вдоль вектора $\vec{a}$, который вращается вокруг оси структуры в соответствии с функцией $\vec{a}(z) = \vec{U}(z)\vec{a}(0)$, где

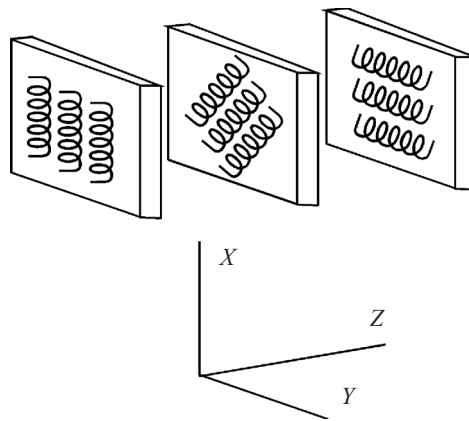


Рис. 3.37. Геометрическая схема к задаче о распространении нормально падающей волны через искусственную спиральную структуру (оси спиралей в слоях повернуты вокруг оси Z, вдоль которой и распространяется падающая волна)

$\bar{\bar{U}}(z) = \exp(qz\bar{z}_0 \times \bar{\bar{I}})$ – матрица поворота вокруг единичного вектора $\bar{z}_0$; $\bar{\bar{I}}$ – единичная диада. В матричной форме $\bar{\bar{U}}(z)$ имеет вид

$$\bar{\bar{U}}(z) = \begin{pmatrix} \cos(qz) & -\sin(qz) & 0 \\ \sin(qz) & \cos(qz) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.68)$$

Параметр удельного кручения спирали q зависит только от геометрии структуры. Знак величины q определяет направление кручения макроскопической спирали в пространстве. При $q > 0$ макроспираль образует правый винт. Предполагается, что шаг макроспирали вдоль оси Z много больше толщины отдельных слоев. В этом случае локальные свойства однородны в направлении, перпендикулярном относительно локального направления вектора $\vec{a}$ (оси X закрученной системы координат).

С учетом вышесказанного конституционные уравнения в выбранных геометрических условиях представим в форме

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_0(\varepsilon_t \bar{\bar{I}}_t + \varepsilon_a \vec{a}\vec{a})\vec{E} - i\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\kappa_a \vec{a}\vec{a}\vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu_0(\mu_t \bar{\bar{I}}_t + \mu_a \vec{a}\vec{a})\vec{H} + i\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\kappa_a \vec{a}\vec{a}\vec{E}. \end{aligned} \quad (3.69)$$

Тензоры локальной диэлектрической и магнитной проницаемостей представляют собой симметричные одноосные диады, в которых поперечные компоненты (относительно вектора $\vec{a}$) обозначены как ε_t , μ_t и продольные компоненты как ε_a , μ_a , $\bar{\bar{I}}_t = \bar{\bar{I}} - \vec{a}\vec{a}$. Параметр киральности обозначен как κ_a . Мы предполагаем, что среда, в которую помещены микроспираль, не обладает магнитными свойствами и $\mu_t = \mu_a = 1$.

Рассмотрим возбуждение спирально-структурированного слоя нормально падающей плоской волной, электрическое и магнитное поля которой можно описать функциями

$$\begin{aligned} \vec{E}_e &= [A_{1e} \vec{b}(0) + A_{2e} \vec{a}(0)]e^{-ik_0z+i\omega t}, \\ \vec{H}_e &= \frac{1}{\eta_0} [A_{2e} \vec{b}(0) - A_{1e} \vec{a}(0)]e^{-ik_0z+i\omega t}, \end{aligned}$$

где $\vec{b} = \bar{z}_0 \times \vec{a}$; $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ – волновой импеданс свободного пространства; $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ – волновое число в вакууме.

Вне образца существуют отраженная волна

$$\begin{aligned} \vec{E}_r &= [A_{1r} \vec{b}(0) + A_{2r} \vec{a}(0)]e^{ik_0z+i\omega t}, \\ \vec{H}_r &= \frac{1}{\eta_0} [A_{1r} \vec{a}(0) - A_{2r} \vec{b}(0)]e^{ik_0z+i\omega t} \end{aligned}$$

и прошедшая волна

$$\begin{aligned}\vec{E}_\tau &= [A_{1\tau} \vec{b}(L) + A_{2\tau} \vec{a}L] e^{-ik_0 z + i\omega t}, \\ \vec{H}_\tau &= \frac{1}{\eta_0} [A_{2\tau} \vec{b}(L) - A_{1\tau} \vec{a}(L)] e^{-ik_0 z + i\omega t},\end{aligned}$$

где $\vec{a}(L)$ и $\vec{b}(L)$ – единичные векторы, повернутые на угол qL :

$$\begin{aligned}\vec{b}(L) &= \exp[qL \vec{z}_0 \times \vec{I}] \vec{b}(0), \\ \vec{a}(L) &= \exp[qL \vec{z}_0 \times \vec{I}] \vec{a}(0).\end{aligned}$$

Вектор напряженности электрического поля в образце представляет суперпозицию четырех плоских волн [243] вида

$$\vec{E} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{\vec{a} - i\rho_m \vec{b}}{\sqrt{1 + \rho_m^2}} e^{-ik_m z + i\omega t},$$

где k_m и ρ_m – волновые числа и эллиптичности собственных мод соответственно. Вектор напряженности магнитного поля выражается через вектор $\vec{E}$ по формуле

$$\vec{H} = \frac{i}{\omega \mu_0} \vec{z}_0 \times \vec{I} \frac{d}{dz} \vec{E} - \frac{i}{\eta_0} \kappa_a \vec{a} \vec{a} \vec{E}.$$

Был определен аналитический вид волновых чисел и эллиптичностей собственных мод электромагнитного поля для данной среды со спиральной структурой с учетом локальных киральных свойств:

$$\begin{aligned}k_{1,2} &= k_0 \left[\bar{\varepsilon} - \frac{\kappa_a^2}{4} + \eta^2 \pm \sqrt{4\eta^2 \left(\bar{\varepsilon} - \frac{\kappa_a^2}{4} \right) + (\Delta\varepsilon + \eta\kappa_a)^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \\ k_{3,4} &= -k_{1,2}, \\ \rho_{1,2} &= k_0 \left[2\eta^2 + \Delta\varepsilon + \eta\kappa_a \pm \sqrt{4\eta^2 \left(\bar{\varepsilon} - \frac{\kappa_a^2}{4} \right) + (\Delta\varepsilon + \eta\kappa_a)^2} \right] / [2\eta k_{1,2}], \\ \rho_{3,4} &= -\rho_{1,2}.\end{aligned}\tag{3.70}$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_t + \varepsilon_a}{2}; \Delta\varepsilon = \frac{\varepsilon_t - \varepsilon_a}{2}; \eta = \frac{\kappa_a}{2} + \frac{q}{k_0}.$$

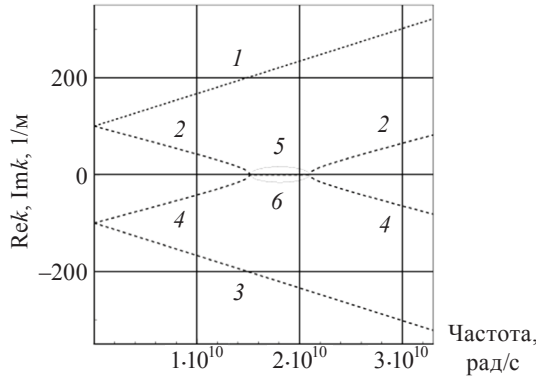


Рис. 3.38. Решения дисперсионного уравнения как функции частоты: 1–6 – волновые числа (пунктирная линия – действительная их часть; сплошная линия – мнимая их часть); $\varepsilon = 3,45$; $\Delta\varepsilon = 0,45$; $\kappa_a = 0,3$; $q = 100$ рад/м

Частотная зависимость волновых чисел собственных мод, рассчитанная на основе формул (3.70) в закрученной системе координат, представлена на рис. 3.38. Эта частотная зависимость подобна зависимости, хорошо известной в оптике холестерических жидких кристаллов.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на границах среды при $z = 0$ и $z = L$ получена следующая система восьми линейных уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{2e} + A_{2r} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1+\rho_m^2}}, \\ A_{1e} + A_{1r} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{-i\rho_m}{\sqrt{1+\rho_m^2}}, \\ -A_{1e} + A_{1r} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1+\rho_m^2}} \left(-i\frac{c}{\omega}(q - k_m\rho_m) - i\kappa_a \right), \\ A_{2e} - A_{2r} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1+\rho_m^2}} \left(-\frac{c}{\omega}(q\rho_m - k_m) \right), \\ A_{2\tau} e^{-ik_0L} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1+\rho_m^2}} e^{-ik_mL}, \\ A_{1\tau} e^{-ik_0L} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{-i\rho_m}{\sqrt{1+\rho_m^2}} e^{-ik_mL}, \\ -A_{1\tau} e^{-ik_0L} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1+\rho_m^2}} e^{-ik_mL} \left(-i\frac{c}{\omega}(q - k_m\rho_m) - i\kappa_a \right), \\ -A_{2\tau} e^{-ik_0L} = \sum_{m=1}^4 A_m \frac{1}{\sqrt{1+\rho_m^2}} e^{-ik_mL} \left(\frac{c}{\omega}(q\rho_m - k_m) \right), \end{array} \right.$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ – скорость света в вакууме.

В работах [9-А, 58-А] нами определены все характеристики прошедшей и отраженной волн вблизи области брэгговской дифракции для различных поляризаций падающей волны. Необходимо также отметить, что найденные решения граничной задачи для всех частот удовлетворяют закону сохранения энергии.

Рассмотрим влияние локальной киральности на брэгговское отражение электромагнитных волн в среде со спиральной структурой. Приравнявая к нулю волновое число k_2 в формуле (3.70), мы можем получить следующие значения границ области брэгговского отражения:

$$\omega_1 = \frac{q}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} (\sqrt{\epsilon_t} - \kappa_t)}, \quad \omega_2 = \frac{q}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} (\sqrt{\epsilon_a} - \kappa_a)}. \quad (3.71)$$

Анализируя формулы (3.71), можно сделать вывод, что локальная киральность может обусловить сдвиг границ области брэгговского отражения. В рассматриваемом нами случае $\kappa_t = 0$, поэтому сдвигается только одна граница.

В отсутствие поглощения значения параметра киральности ограничены условием $|\kappa_a| < \sqrt{\epsilon_a}$, поэтому значение ω_2 может быть сдвинуто благодаря локальной киральности в пределах $\frac{1}{2} \omega_2|_{\kappa_a=0} < \omega_2 < \infty$. Естественно, влияние локальной киральности проявляется также в изменении ширины области брэгговской дифракции. Ширина области брэгговского отражения может быть описана следующим выражением:

$$\Delta d = \omega_2 - \omega_1 = \frac{q}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_a} - \kappa_a} - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a}} \right).$$

Относительное изменение этой величины определяется в соответствии с выражением

$$\frac{\Delta d}{d_0} = - \frac{\sqrt{\epsilon_t} \kappa_a}{(\sqrt{\epsilon_t} - \sqrt{\epsilon_a})(\sqrt{\epsilon_a} - \kappa_a)},$$

где $d_0 = \frac{q}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \left(\frac{1}{\sqrt{\epsilon_a}} - \frac{1}{\sqrt{\epsilon_t}} \right)$ – ширина области брэгговского отражения в отсутствие локальной киральности. Сдвиг и относительное изменение частотной ширины области брэгговского отражения значительно зависят от параметра локальной киральности.

Для определения угла поворота плоскости поляризации электромагнитной волны в искусственной периодической структуре нами получена модифицированная формула де Ври:

$$v = -k_0 \left(\frac{\kappa_a}{2} + \frac{(\Delta\epsilon + \kappa_a \eta)^2}{8\eta(\bar{\epsilon} - \eta^2)} \right), \quad (3.72)$$

В отсутствие локальной киральности (т. е. при $\kappa_a = 0$) формула (3.72) совпадает с известной формулой де Ври [244]:

$$v = -\frac{k_0^4 (\Delta\epsilon)^2}{8q(\bar{\epsilon}k_0^2 - q^2)}. \quad (3.73)$$

Численные расчеты были проведены для падающей волны, линейно поляризованной как вдоль осей спиралей, распределенных в первом слое, т. е. вдоль вектора $\vec{a}(0)$, так и перпендикулярно им, т. е. вдоль вектора $\vec{b}(0)$. Толщина образца предполагалась равной $L = 0,155$ м. Зависимость интенсивности отраженной волны от частоты и параметра κ_a приведена на рис. 3.39.

При $\kappa_a = 0,3$; $\epsilon_a = 3,9$; $\epsilon_t = 3,0$ относительное изменение ширины области брэгговской дифракции достигает значения 0,94, т. е. сравнимо с шириной этой области. В результате анализа рассчитанных зависимостей показано также, что при увеличении параметра киральности κ_a от 0 до 0,6 относительное изменение эллиптичности дифрагированной волны вблизи высокочастотной границы области брэгговской дифракции достигает значения 0,07. Это свидетельство меньшего влияния локальной киральности на поляризацию дифрагированной волны. Ее поляризация остается близкой к циркулярной и определяется макроспиральной структурой.

Зависимости интенсивности прошедшей и отраженной волны от частоты, рассчитанные в условиях облучения образца волнами, линейно поляризованными вдоль осей спиралей и перпендикулярно им, приведены на рис. 3.40,

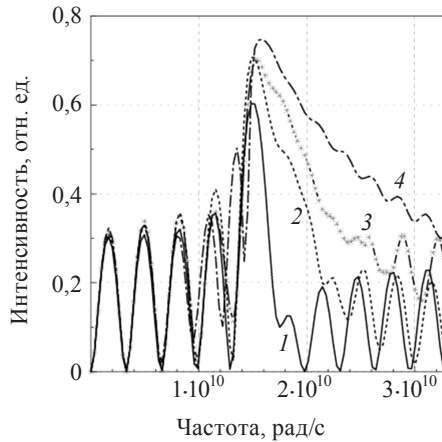


Рис. 3.39. Зависимость интенсивности отраженной волны от частоты падающего излучения (падающая волна поляризована вдоль осей спиралей; $\bar{\epsilon} = 3,45$; $\Delta\epsilon = 0,45$; (1 — $\kappa_a = 0$; 2 — $\kappa_a = 0,3$; 3 — $\kappa_a = 0,5$; 4 — $\kappa_a = 0,9$); $q = 100$ рад/м; $L = 0,155$ м)

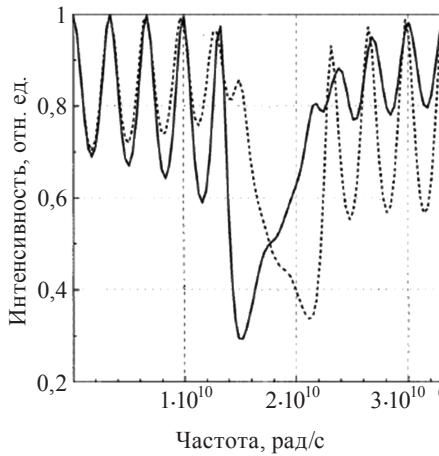


Рис. 3.40. Зависимость интенсивности прошедшей волны от частоты падающего излучения (падающая волна поляризована вдоль осей спиралей (сплошная линия) и перпендикулярно осям спиралей (штриховая линия); $\epsilon = 3,45$; $\Delta\epsilon = 0,45$; $\kappa_a = 0,3$; $q = 100$ рад/м; $L = 0,155$ м)

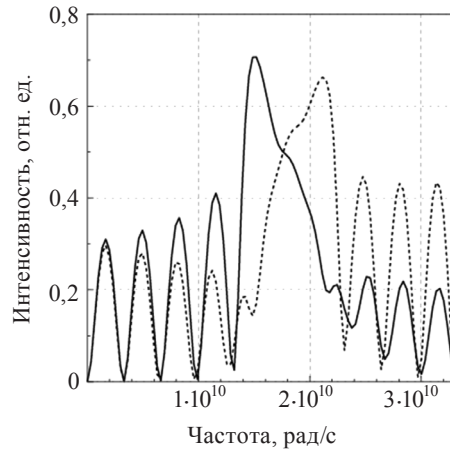


Рис. 3.41. Зависимость интенсивности отраженной волны от частоты (падающая волна поляризована вдоль осей спиралей (сплошная линия) и перпендикулярно осям спиралей (штриховая линия); $\epsilon = 3,45$; $\Delta\epsilon = 0,45$; $\kappa_a = 0,3$; $q = 100$ рад/м; $L = 0,155$ м)

3.41. Сравнивая графики, изображенные на этих рисунках, легко убедиться, что найденные решения граничной задачи при всех частотах использованного диапазона удовлетворяют закону сохранения энергии.

Для сравнения с результатами работы [245], где исследовались холестерические жидкие кристаллы, зависимость интенсивности отраженной волны от частоты приведена на рис. 3.42.

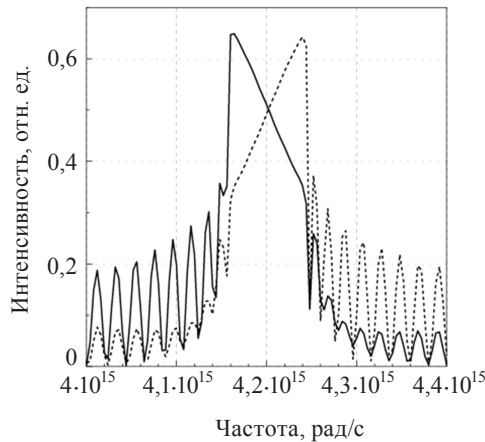


Рис. 3.42. Зависимость интенсивности волны, отраженной холестерическим жидким кристаллом, от частоты (падающая волна поляризована вдоль осей спиралей (сплошная линия) и перпендикулярно осям спиралей (штриховая линия); $\epsilon = 2,04$; $\Delta\epsilon = 0,04$; $\kappa_a = 0$; $q = 2 \cdot 10^7$ рад/м; $L = 3 \cdot 10^{-5}$ м)

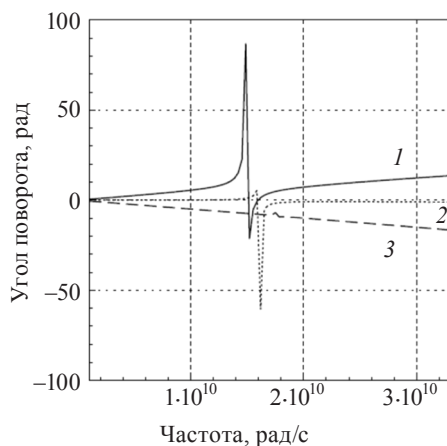


Рис. 3.43. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от частоты для прошедшей волны ($\epsilon = 3,45$; $\Delta\epsilon = 0,45$; $1 - \kappa_a = 0,3$; $2 - \kappa_a = 0$; $3 - \kappa_a = -0,3$); $q = 100$ рад/м; $L = 0,155$ м)

На рис. 3.43 приведена зависимость угла поворота плоскости поляризации, рассчитанная для прошедшей волны при значениях параметров, указанных в подрисуночной надписи, от частоты и параметра κ_a . Несложно убедиться, что в отсутствие локальной киральности (при $\kappa_a = 0$) зависимость азимута поляризации прошедшей волны от частоты может быть описана формулой де Ври (3.73).

В работе [246] был предложен изотропный поворотный поляризатор проходного типа, образованный двумя решетками, составленными из многозаходных проволочных спиралей. На основании анализа результатов расчетов, проделанных в настоящей работе, может быть предложен вариант преобразователя поляризации электромагнитных волн, который в отличие от предложенного в работе [246] может функционировать в широком частотном диапазоне, так как его действие не основано на явлении резонанса.

3.6.2. Численный анализ

На основе точного решения граничной задачи возможно описание как брэгговской дифракции электромагнитных волн на периодической структуре среды, так и учет многократного френелевского отражения волн от границ образца, что позволяет полностью моделировать прохождение и отражение электромагнитных волн в зависимости от задаваемых параметров искусственной спиральной структуры.

На рис. 3.44 приведены графики зависимости коэффициентов прохождения T и отражения R от толщины образца, рассчитанные в результате численного решения граничной задачи.

На рис. 3.45, 3.46 приведены графики зависимости эллиптичности и угла поворота плоскости поляризации прошедшей и отраженной волн от частоты падающей волны, рассчитанные при толщине слоя $L = 0,015$ м, которая соответствует первому максимуму на рис. 3.44.

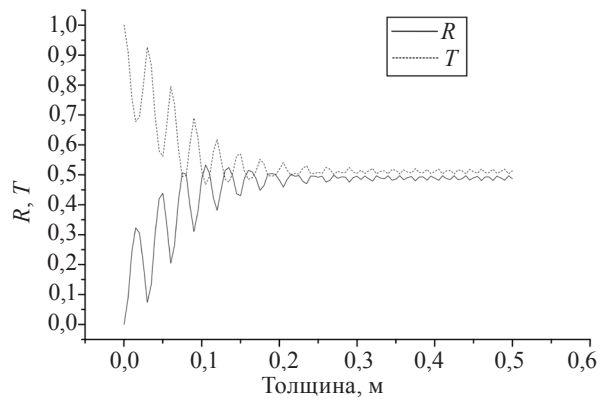


Рис. 3.44. Зависимость коэффициента прохождения T и коэффициента отражения R от толщины образца (падающая волна поляризована вдоль оси OX ; $\Delta\epsilon = 0,45$; $\epsilon = 3,45$; $\mu = 1$, $\kappa_a = 0,3$; $\omega = 18,16$ ГГц; $q = 100$ рад/м)

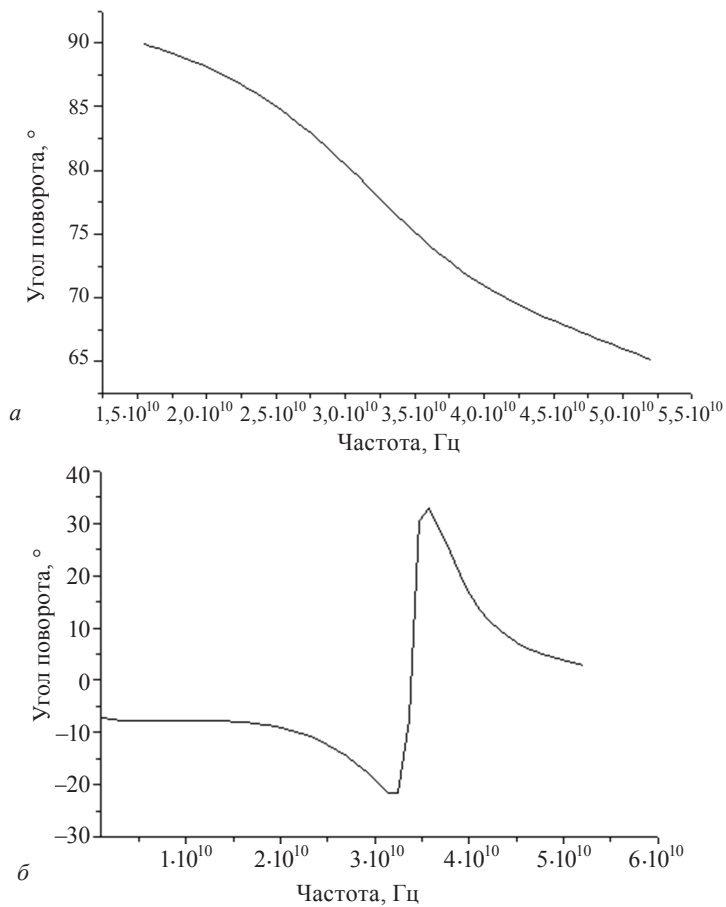


Рис. 3.45. Зависимость угла поворота плоскости поляризации от частоты для прошедшей (а) и отраженной (б) волн

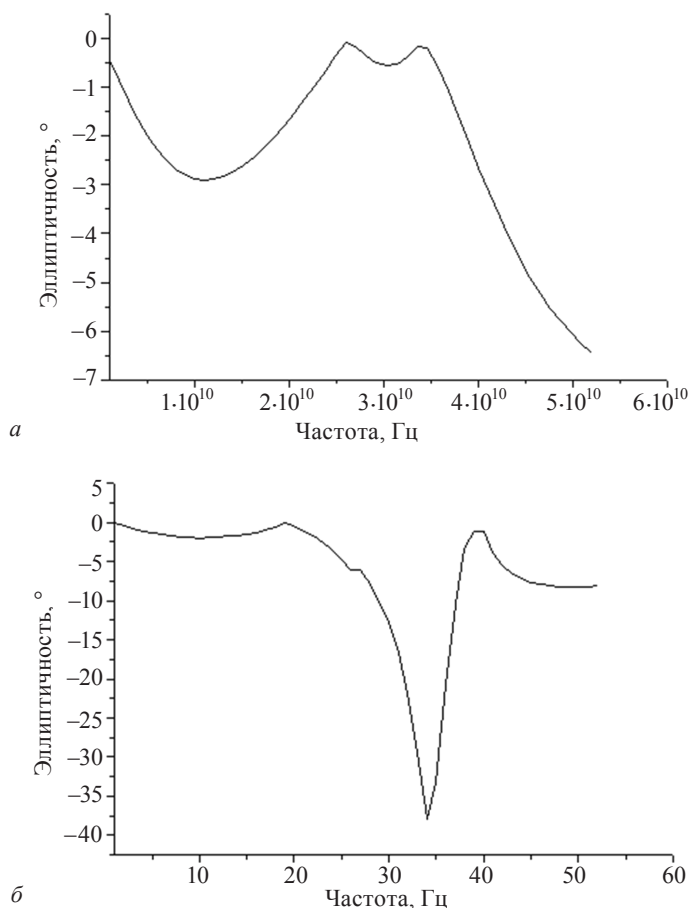


Рис. 3.46. Зависимость эллиптичности прошедшей (а) и отраженной (б) волн от частоты

Угол эллиптичности e выражен в градусах, в соответствии с правилом $\text{tg}(e) = A^{-1}$, где A есть отношение большой и малой полуосей эллипса [247]. Из рис. 3.45, б следует, что для отраженной волны наблюдается изменение знака угла поворота азимута поляризации при определенной частоте. В узкой полосе частот в окрестности резонанса отраженная волна имеет поляризацию, близкую к круговой (см. рис. 3.46, б). Поляризация прошедшей волны в окрестности резонанса близка к линейной (см. рис. 3.46, а).

3.7. Электродинамика искусственных композитных спиральных и омега-структур в микроволновом диапазоне

Объектом исследования в настоящем разделе являются искусственные спиральные структуры, содержащие металлические омега-включения [11-А, 14-А, 20-А, 43-А]. Каждый слой многослойной структуры содержит металлические омега-включения внутри полимерной пластинки. Так как все омега-

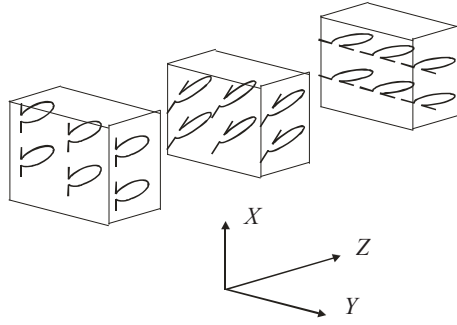


Рис. 3.47. Геометрическая схема к решаемой задаче (оси омега-элементов повернуты вокруг оси OZ , вдоль которой распространяется падающая волна)

включения в слое ориентированы в одном направлении, пластинка приобретает одноосную симметрию. Омега-включения в каждом последующем слое повернуты на некоторый постоянный угол вокруг оси, перпендикулярной плоскости, ограничивающей слой. В результате образец в целом приобретает спиральную структуру, аналогичную структуре холестерических жидких кристаллов (рис. 3.47). Толщина каждого слоя составляет порядка 0,5–1,0 мм, что позволяет подобрать период спиральной структуры близким к длине падающей волны в микроволновом диапазоне.

На первом этапе было найдено аналитическое решение волнового уравнения для электромагнитного поля, распространяющегося в такой среде. Сложность решения волнового уравнения для электромагнитного поля состоит в том, что не только диэлектрическая и магнитная проницаемости, но и омега-параметр структуры являются анизотропными и зависят от пространственной координаты.

После перехода в закрученную систему координат был определен аналитический вид волновых чисел и эллиптичностей собственных мод электромагнитного поля для данной среды со спиральной структурой и исследована частотная зависимость волновых чисел собственных мод в закрученной системе координат.

Для рассматриваемой спиральной структуры локальные тензоры диэлектрической, магнитной проницаемости и омега-параметра имеют следующий вид:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}, \mu = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \kappa = \begin{pmatrix} 0 & \kappa_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{\text{среды}} + \varepsilon_{11\text{омега}}$, $\varepsilon_{22} = \varepsilon_{\text{среды}}$, $\varepsilon_{33} = \varepsilon_{\text{среды}} + \varepsilon_{33\text{омега}}$. Мы предполагаем, что среда, в которую помещены омега-включения, не обладает магнитными свойствами. Для описания свойств спиральной структуры с омега-включениями были использованы следующие конституционные уравнения [26–30]:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon(z) \vec{E} + i \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa(z) \vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu(z) \vec{H} - i \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \tilde{\kappa}(z) \vec{E},\end{aligned}\quad (3.74)$$

где $\varepsilon(z) = U(z) \varepsilon \tilde{U}(z)$; $\mu(z) = U(z) \mu \tilde{U}(z)$; $\kappa(z) = U(z) \kappa \tilde{U}(z)$; $U(z)$ – матрица поворота вокруг оси Z (единичного вектора $\vec{n}$) [26],

$$U(z) = \begin{pmatrix} \cos(qz) & -\sin(qz) & 0 \\ \sin(qz) & \cos(qz) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Параметр удельного кручения спирали q зависит только от геометрических параметров структуры и связан с шагом спирали h_s соотношением

$$h_s = \frac{2\pi}{|q|}.$$

Знак величины q определяет направление кручения макроскопической спирали в пространстве. При $q > 0$ макроспираль образует правый винт. Предполагается, что шаг макроспирали вдоль оси Z много больше толщины отдельных слоев (рис. 3.48). В этом случае локальные свойства однородны в направлении, перпендикулярном относительно локального направления вектора $\vec{a}$ (оси X закрученной системы координат).

После преобразований, произведенных в системе уравнений Максвелла с учетом принятых условий, получим волновое уравнение для рассматриваемой структуры:

$$\begin{aligned} & \text{rot} \left(\mu^{-1}(z) \text{rot} \vec{E} \right) + \left(\varepsilon_0 \mu_0 \left(\varepsilon(z) - \kappa(z) \mu^{-1}(z) \tilde{\kappa}(z) \right) \right) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \\ & - i \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \left(\text{rot} \left(\mu^{-1}(z) \tilde{\kappa}(z) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \right) + \kappa(z) \mu^{-1}(z) \text{rot} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0. \end{aligned}\quad (3.75)$$

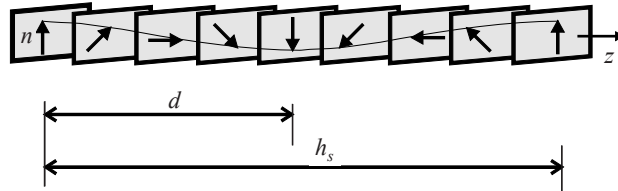


Рис. 3.48. Модель макроскопической спиральной структуры, состоящей из слоев с омега-элементами: вектор $\vec{n}$ характеризует ось симметрии каждого слоя, определяемую расположением омега-элементов; z – ось макроспирали; d – период структуры; h_s – шаг макроспирали

Из волнового уравнения (3.75) следует дисперсионное уравнение

$$k^4 \mu_{22}^{-1} - k^2 \left[2q^2 \mu_{22}^{-1} + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} \mu_{22}^{-1} - \kappa_{12}^2 \mu_{22}^{-1}) \right] + \\ + q^4 \mu_{22}^{-1} - q^2 \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{11} \mu_{22}^{-1} + \varepsilon_{22} - 2\kappa_{12}^2 \mu_{22}^{-1}) + \\ + \omega^4 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{11} - \kappa_{12}^2 \mu_{22}^{-1}) \varepsilon_{22} = 0.$$

Используемый метод позволяет путем перехода в закрученную систему координат определить аналитический вид волновых чисел и эллиптичностей собственных мод электромагнитного поля для данной среды со спиральной структурой:

$$k_{1,2} = k_0 \left[\frac{1}{2} (\varepsilon_{11} \mu_{22} + \varepsilon_{22} - \kappa_{12}^2) + \frac{q^2}{k_0^2} \pm \right. \\ \left. \pm \sqrt{\frac{1}{4} (\varepsilon_{11} \mu_{22} - \varepsilon_{22} - \kappa_{12}^2)^2 + \frac{q^2}{k_0^2} [(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22})(\mu_{22} + 1) - \kappa_{12}^2 (1 + 2\mu_{22}^{-1})]} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.76) \\ k_{3,4} = -k_{1,2},$$

где $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – волновое число в вакууме;

$$\gamma_m = - \frac{q^2 + k_m^2 \mu_{22}^{-1} - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{11} - \kappa_{12}^2 \mu_{22}^{-1})}{q (k_m (1 + \mu_{22}^{-1}) + \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa_{12} \mu_{22}^{-1})}. \quad (3.77)$$

Следует отметить, что эффекты, обусловленные киральностью природных кристаллов, в оптическом диапазоне обычно очень слабо выражены. При создании искусственных спиральных структур существует возможность варьирования различных параметров, таких как шаг спирали, ее общая длина и угол подъема спирали. В результате можно обеспечить существенное усиление киральности и обусловленных ею эффектов в микроволновом диапазоне.

3.7.1. Влияния локального омега-параметра на брэгговское отражение электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральными структурами, содержащими омега-включения

Исследуется искусственная анизотропная структура, образованная упорядоченно расположенными омега-элементами. Поскольку происходит равномерный поворот омега-элементов в пространстве, структура в целом имеет спиральную симметрию. На первом этапе было найдено решение волнового уравнения для электромагнитного поля, распространяющегося в такой среде.

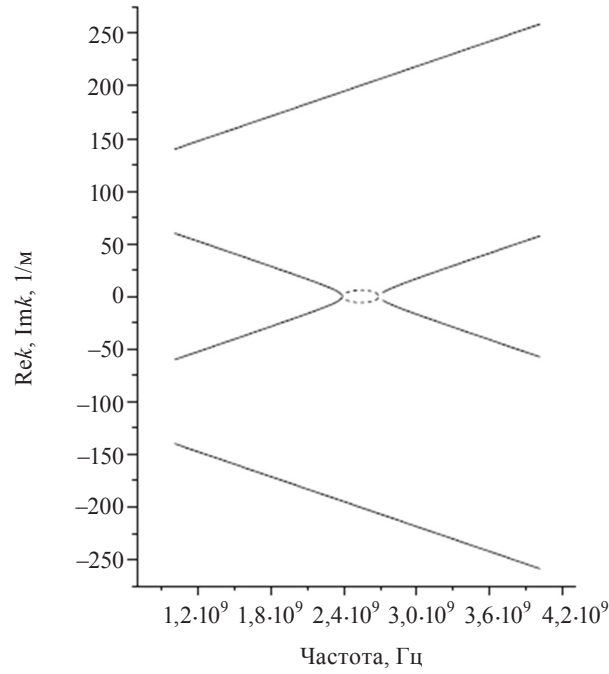


Рис. 3.49. Зависимость волновых чисел (штриховая линия – мнимая их часть; сплошная линия – действительная их часть) собственных мод от частоты ($\epsilon_{11} = 3,9$; $\epsilon_{22} = 3$; $\mu_{11} = 3,9$; $\mu_{22} = 3$; $\kappa = 0,3$; $q = 100$ рад/м)

После перехода в закрученную систему координат был определен аналитический вид волновых чисел (3.76) и эллиптичностей собственных мод электромагнитного поля для данной среды со спиральной структурой (3.77).

Частотная зависимость волновых чисел собственных мод в закрученной системе координат представлена на рис. 3.49. Подобный вид частотной зависимости хорошо известен в оптике холестерических жидких кристаллов.

В целях исследования влияния локального омега-параметра на брэгговское отражение электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральной структурой, содержащей омега-включения, приравняем к нулю выражение для волнового числа k_2 в формуле (3.76) и получим следующие выражения для частот, которые являются границами области брэгговского отражения:

$$\omega_1 \approx \frac{q}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{\epsilon_{22} \mu_{22}}} \left[1 - \frac{\kappa_{12}^2 \mu_{22}^{-1} (2\epsilon_{11} - \epsilon_{22} \mu_{22})}{2\epsilon_{11} (\epsilon_{11} - \epsilon_{22} \mu_{22})} \right],$$

$$\omega_2 \approx \frac{q}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sqrt{\epsilon_{11}}} \left[1 + \frac{\kappa_{12}^2 \mu_{22}^{-1}}{2(\epsilon_{11} - \epsilon_{22} \mu_{22})} \right]. \quad (3.78)$$

Анализ выражений (3.78) показывает, что влияние локального омега-параметра проявляется в сдвиге границ области брэгговского отражения, а также в изменении ширины области брэгговского отражения.

Сдвиг границ области брэгговского отражения пропорционален κ_{12}^2 . В случае, когда $\varepsilon_{22} < \varepsilon_{11}$ и $\mu_{22} \rightarrow 1$, из формул (3.78) могут быть получены следующие выражения для границ области брэгговского отражения:

$$\begin{aligned}\omega_1 &\approx \frac{q}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\varepsilon_{22} \mu_{22}}} \left[1 - \frac{\kappa_{12}^2}{\varepsilon_{11}} \right], \\ \omega_2 &\approx \frac{q}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \sqrt{\varepsilon_{11}}} \left[1 + \frac{\kappa_{12}^2}{2\varepsilon_{11}} \right].\end{aligned}\quad (3.79)$$

3.7.2. Изучение вращения плоскости поляризации электромагнитных волн при их взаимодействии со спиральными структурами, содержащими омега-включения

Далее решалась задача, обозначенная в названии текущего подраздела.

На предыдущем этапе получены выражения для волновых чисел k_1 и k_2 в закрученной системе координат, сопровождающей вращение макроскопической спирали (см. рис. 3.48).

В лабораторной системе координат удельное вращение плоскости поляризации электромагнитной волны может быть представлено в виде

$$v = \frac{1}{2} [(k_1 - q) - (k_2 + q)]. \quad (3.80)$$

Получена модифицированная формула де Ври для определения удельного вращения плоскости поляризации электромагнитной волны:

$$v = \frac{k_0^2}{2(k_0^2 \varepsilon \mu - q^2)} \left[q \left(\Delta \varepsilon \mu + \frac{\kappa_{12}^2}{4} (1 - 2\mu_{22}^{-1}) \right) + \frac{k_0^2}{4q} \left(\bar{\varepsilon} \Delta \mu - \bar{\mu} \Delta \varepsilon + \frac{\kappa_{12}^2}{2} \right)^2 \right]. \quad (3.81)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}}{2}; \Delta \varepsilon = \frac{\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}}{2}; \bar{\mu} = \frac{\mu_{22} + 1}{2}; \Delta \mu = \frac{1 - \mu_{22}}{2}.$$

Пользуясь формулой (3.81) можно рассчитать удельное вращение плоскости поляризации в искусственной периодической структуре с учетом ее диэлектрических, магнитных и магнитоэлектрических свойств.

Частотная зависимость угла поворота плоскости поляризации прошедшей волны представлена на рис. 3.50.

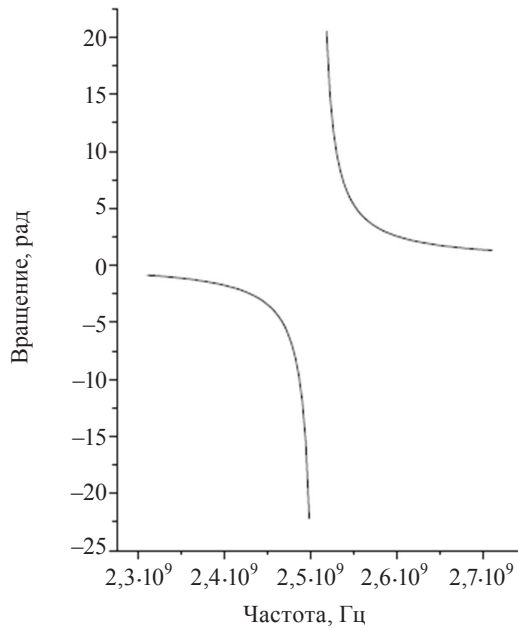


Рис. 3.50. Зависимость вращения плоскости поляризации прошедшей волны от частоты ($\epsilon_{11} = 3,9$; $\epsilon_{22} = 3$; $\mu_{11} = 1$; $\mu_{22} = 1,1$; $\kappa = 0,3$; $q = 100$ рад/м; $L = 0,155$ м)

Особенности частотной зависимости угла поворота объясняются тем, что функция, описываемая модифицированной формулой де Ври, обращается в бесконечность в центре области брэгговского отражения.

В частном случае отсутствия магнитных и магнитоэлектрических свойств формула (3.81) переходит в известную формулу де Ври, используемую в оптике холестерических жидких кристаллов [244].

3.7.3. Расчет и оптимизация параметров массива омега-элементов для достижения максимального поглощения при минимальном отражении волн

Омега-элементы классической и прямоугольной формы могут также использоваться в качестве включений для метаматериалов, сильно поглощающих и слабо отражающих электромагнитные волны.

Целью данного раздела является установление закономерностей взаимодействия электромагнитного излучения СВЧ-диапазона с метаматериалами, состоящими из омега-элементов классической и прямоугольной формы, разработка одностороннего и двустороннего «идеального» поглотителя СВЧ волн на основе таких структур.

Объект исследования – метаповерхности, представляющие собой упорядоченные специальным образом в пространстве двумерные массивы частиц (омега-элементов), размеры которых много меньше длины волны возбуждаю-

щего излучения. Трехмерные образцы метаматериала могут быть сконструированы из плоских омега-резонаторов, расположенных на подложке.

Теория и способы реализации устройств-поглотителей электромагнитного излучения имеют давнюю историю. Существует большое количество таких устройств, особенно в СВЧ-диапазоне [248–250]. Однако в большинстве таких устройств поглощающая структура располагается на отражающей металлической поверхности, так как наиболее частой целью создания таких устройств является уменьшение отражения волн от металлических поверхностей. В последнее время исследователи проявляют значительный интерес к тонким поглощающим слоям, которые не требуют наличия позади отражающего покрытия. Конечно, тонкий отражающий слой может быть включенным в структуру поглотителя, но зачастую желательно, чтобы волна все же проходила сквозь слой без потерь в широком диапазоне частот, вдали от резонанса. Также в инфракрасном и оптическом диапазонах использование отражающих поверхностей становится невозможным с практической точки зрения, кроме случая поглотителя на основе электрически толстого слоя фотонных кристаллов.

Электрически тонкие поглотители могут быть реализованы различными способами, но только некоторые из них были изучены не так давно. Один из способов – объединение двух тонких слоев метаматериалов с контрастными материальными параметрами [251]. Еще один способ – объединение тонкого проводящего листа с массивом резонансных разомкнутых колец, который создает необходимый магнитный отклик [252], а также многослойные поглощающие структуры с металлической подложкой [253, 254].

В данном разделе рассматривается фундаментально самый простой случай – случай однослойного поглотителя. Такой выбор позволяет называть толщину поглотителя предельно тонкой, так как толщина слоя не может быть меньше толщины одного слоя частиц, составляющих метаматериал. Как правило, метаматериал состоит из массива резонансных включений электрически малых размеров (намного меньше длины волны), который взаимодействует с падающим электромагнитным полем и проявляет необычные свойства: отрицательное преломление волн, эффект волнового обтекания, управление поляризацией, полное поглощение и др. На данном этапе рассматривается возможность реализации однослойного метаматериала, который бы полностью поглощал падающие электромагнитные волны.

Условия полного поглощения нормально падающей плоской волны бесконечным периодическим массивом электрических и магнитных диполей известны из антенной теории [255]. Период бесконечного массива равен p (меньше длины волны излучения в окружающем пространстве), каждая ячейка массива содержит одну одноосную электрически поляризуемую частицу и одну одноосную магнитно-поляризуемую частицу. На данном этапе рассматривается поглощение волн при нормальном и наклонном падении волн на поглотитель. Традиционные поглотители, состоящие по крайней мере из двух слоев, имеют некоторую толщину. Как следствие, при отклонении угла

падения волны от нормального резонансная частота массива смещается. Так происходит потому, что эффективная толщина поглощающего слоя изменяется для падающих волн под различными углами. Однако рассматриваемый тип поглотителя представляет собой предельно тонкий слой, поэтому ожидается, что сильное изменение резонансной частоты не будет наблюдаться при изменении угла падения волны. Тем не менее изменение угла падения будет влиять на взаимодействия волн в структуре и, как следствие, на эффективность поглощения. Исследования взаимодействия волн с предлагаемой структурой рассмотрены ниже.

Электрическое и магнитное поля падающей волны индуцируют электрический дипольный $\underline{p}$ и магнитный $\underline{m}$ моменты, которые ортогональны: электрический дипольный момент направлен вдоль вектора электрического поля, магнитный момент – вдоль вектора магнитного поля. Бесконечные периодические массивы обоих моментов создадут вторичную волну в прямом направлении (в направлении распространения падающей волны) с амплитудой электрического поля

$$E_f = \frac{-j\omega}{2S} \left(\eta_0 p + \frac{1}{\eta_0} m \right), \quad (3.82)$$

где $S = p^2$ – площадь ячейки периодической решетки массива; $j\omega p/S$ – поверхностная плотность электрического тока; $j\omega m/S$ – поверхностная плотность «магнитного» тока; $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ – волновой импеданс окружающего пространства (вакуума).

Вывод этих формул для полей плоской волны, созданной массивами электрических и магнитных токов, может быть найден в работе [256].

В противоположном направлении (направлении отражения) те же самые электрические и магнитные токи излучают плоскую волну с амплитудой

$$E_b = \frac{-j\omega}{2S} \left(\eta_0 p - \frac{1}{\eta_0} m \right). \quad (3.83)$$

В то время как электрические поля вторичных волн, излученных электрическими токами, одинаковы с обеих сторон от слоя, электрические поля волн, излученных «магнитными» токами, различаются знаком. Теперь становится видно, что можно выбрать дипольные моменты так, что поле вторичной волны компенсирует поле падающей волны в прямом направлении (нулевой коэффициент прохождения) и в то же время поле вторичной волны в обратном направлении будет нулевым (нулевой коэффициент отражения). Очевидно, условие для нулевого коэффициента отражения равно

$$\eta_0 p = \frac{1}{\eta_0} m, \quad (3.84)$$

а условие для нулевого коэффициента прохождения –

$$\frac{-j\omega}{2S} \left(\eta_0 p + \frac{1}{\eta_0} m \right) = -E_{\text{пад}}, \quad (3.85)$$

где $E_{\text{пад}}$ – амплитуда электрического поля падающей волны.

Решение уравнений (3.84) и (3.85) читается как

$$p = \frac{-jS}{\omega\eta_0} E_{\text{пад}}, \quad m = \eta_0^2 p. \quad (3.86)$$

Это распределение электрических и магнитных токов также называется в литературе «поверхностью Гюйгенса» и для объемных слоистых материалов соответствует материалам с равными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Использование объемных материалов с согласованным волновым импедансом в качестве поглотителей хорошо известно (см., например, работы [249] или [64]). В работе [64] было найдено, что такие материалы имеют преимущества в уменьшении отражения и прохождения волн через изотропные слои определенной толщины.

Таким образом, один из простых способов реализации идеального однослойного поглотителя – распределить электрические и магнитные поляризуемые частицы в плотной двумерной решетке и настроить их поляризуемости так, чтобы условия формул (3.84) и (3.85) выполнялись. Однако это не единственный возможный способ. Необходимо лишь убедиться, что соотношения (3.84) и (3.85) выполняются, но частицы, в которых эти дипольные моменты возбуждаются, могут быть любыми электрически малыми элементами, которые можно описать как дипольные излучатели. Следует ожидать, что могут появиться некоторые интересные новые свойства и возможности для проектирования, если не ограничивать задачу простым случаем малых электрических и магнитных поляризуемых излучателей (например, как малые магнитодиэлектрические сферы).

Мы рассматриваем возможность использования традиционной бианизотропной частицы с омега-связью – это металлическая проволока в форме греческой буквы Ω . Известно, что для одиночной одноосной омега-частицы, образованной из проводящей проволоки, в приближении электрически малых размеров справедливо следующее соотношение для поляризуемостей [64]:

$$\alpha_{ee}^{co} \alpha_{mm}^{co} = -\alpha_{em}^{cr} \alpha_{me}^{cr} = -\left(\alpha_{em}^{cr} \right)^2, \quad (3.87)$$

которое является условием балансировки поляризуемости или своего рода ограничением на электромагнитные свойства проволоочной омега-частицы. Это условие получения нулевого отражения от метаматериала, такое же как (3.84), только выраженное через поляризуемости частицы. Следовательно, не-

обходимо найти поляризуемости отдельной омега-частицы и убедиться, что ее свойства удовлетворяют условиям формулы (3.84) или (3.87).

Найти индуцируемые дипольные моменты из выражения (3.84) является очень сложной задачей, поэтому их легче выразить через поляризуемости частиц. Условие формулы (3.87) позволяет достичь поставленной цели, однако для этого необходимо определить требуемые поляризуемости омега-частицы. Аналитический подход для определения поляризуемостей любой электрически малой частицы произвольной формы описан в работе [257]. При использовании данного подхода и компьютерного моделирования на основе метода конечных элементов (МКЭ) были определены все поляризуемости омега-частицы.

На рис. 3.51, *a*, *в* показаны Ω -резонатор и рассчитанные для него поляризуемости. Выбранные параметры были определены приближенно, аналитическим путем, в рамках модели квазистационарного тока. Иными словами, предполагалось, что сила тока не изменяется в зависимости от координаты,

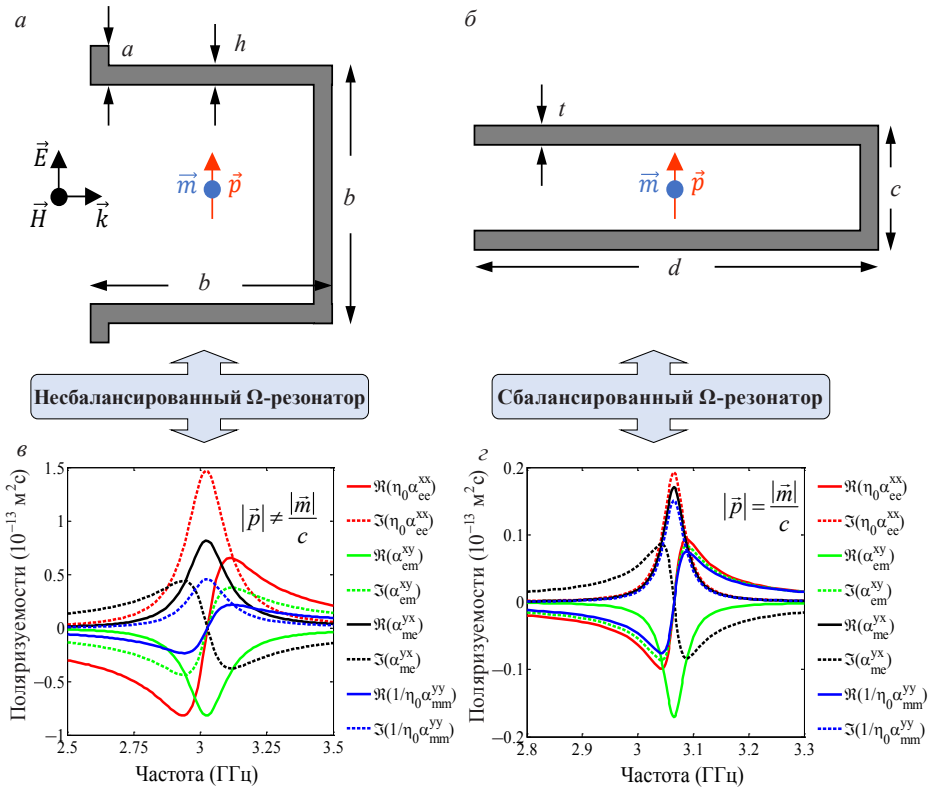


Рис. 3.51. Ω -резонатор и рассчитанные для него поляризуемости: *a* – схематическое изображение Ω -резонатора со структурными параметрами $a = 0,5$ мм, $b = 16,47$ мм, $h = 0,2$ мм; *б* – другой дизайн Ω -резонатора со структурными параметрами $c = 3$ мм, $d = 23$ мм, $t = 0,2$ мм; *в* и *г* – рассчитанные поляризуемости несбалансированного и сбалансированного Ω -резонаторов в микроволновом диапазоне соответственно

отсчитываемой вдоль омега-элемента. Кроме того, была выбрана квадратная форма омега-элемента, т. е. выполнялось условие равенства сторон прямоугольника $b = d$. При такой квадратной форме и электрический дипольный момент, и магнитный момент омега-частицы одновременно принимают большие значения, т. е. частица является сильно поляризуемой.

На данном этапе исследований стоит задача определить оптимальные параметры омега-частицы путем моделирования. Было определено, что данный Ω -резонатор является недостаточно сбалансированным, т. е. найденные поляризуемости не удовлетворяют условию формулы (3.87), а, следовательно, и условию выражения (3.84). Электрический дипольный момент преобладает над магнитным моментом, что будет приводить к побочным отражениям в структуре. В результате достичь полного поглощения и безотражательных свойств в метаматериале, используя данные Ω -резонаторы с такими структурными параметрами, представляется затруднительным.

Путем изменения структурных параметров омега-элемента удалось достичь баланса поляризуемостей. На рис. 3.51, б, г показан другой дизайн Ω -резонатора с новыми структурными параметрами и его поляризуемости. Как видно, данный Ω -резонатор является сбалансированным, поскольку индуцируемые электрические и магнитные дипольные моменты являются одинаково значимыми. Следует отметить, что электромагнитные и магнитоэлектрические поляризуемости также являются равными друг другу. Следовательно, данный Ω -резонатор со сбалансированными поляризуемостями полностью удовлетворяет условию формулы (3.87). Используя массив таких резонаторов, можно достичь полного поглощения электромагнитных волн и при этом он будет являться прозрачным вдали от резонанса.

Новый дизайн омега-частицы также обладает недостатками. Такая омега-частица поляризуется слабее по сравнению с прежней. Из графиков следует, что поляризуемости нового омега-элемента уступают по величине ранее рассчитанным приблизительно в 2,0–7,0 раз. Поэтому для достижения существенного поглощения СВЧ волн потребуются большая концентрация омега-элементов в метаматериале. Кроме того, прямоугольная петля омега-частицы в 1,4 раза длиннее квадратной петли, следовательно, будет необходим метаматериал с большей толщиной.

На рис. 3.52 показана элементарная ячейка метаматериала на основе сбалансированных Ω -резонаторов.

Ω -Резонаторы расположены в плоскости xz в соответствии с требованием правильного расположения резонаторов в элементарной ячейке метаматериала (компенсирование омега-связи в решетке [64]) в зависимости от их желаемых функциональных возможностей. Элементарная субячейка метаматериала состоит из четырех блоков Ω -резонаторов, как показано на рис. 3.52. Блоки, содержащие четыре резонатора, прямоугольные «петли» которых направлены в одну сторону, расположены в шахматном порядке в элементарной ячейке. В этой конструкции используются Ω -резонаторы из нихрома NiCr60/15 с про-

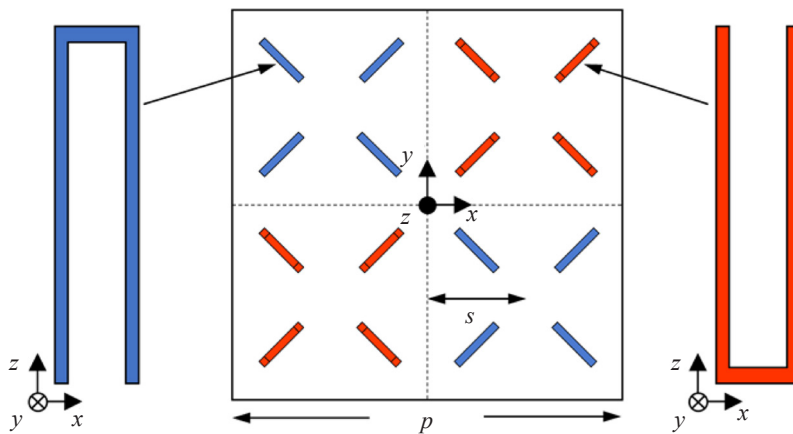


Рис. 3.52. Схематическое изображение элементарной ячейки метаматериала на основе сбалансированных Ω -резонаторов

водимостью 10^6 См/м, что обеспечивает требуемый уровень диссипативных потерь. Межэлементное расстояние и период решетки обозначены как $2s$ и p соответственно. Метаматериал на основе Ω -резонаторов возбуждается падающей плоской электромагнитной волной, распространяющейся вдоль оси z . Для определения электромагнитных свойств предложенной структуры можно использовать компьютерное моделирование на основе МКЭ. Периодические границы выбираются в x - и y -плоскостях, тогда как порты Флоке в качестве источника излучения задаются в $\pm z$ -плоскостях. В основе порты Флоке представляют собой источник и приемник плоских волн, распространяющихся с заданной частотой в периодической структуре.

На рис. 3.53 показана схема конструирования трехмерного образца метаматериала из плоских Ω -резонаторов на подложке.

Коэффициент поглощения рассчитывается из коэффициентов отражения и прохождения следующим образом:

$$A = 1 - R - T. \quad (3.88)$$

На рис. 3.54 показаны коэффициенты отражения, прохождения и поглощения метаматериала на основе Ω -резонаторов с оптимизированными структурными параметрами для падающих ТЕ и ТМ волн. Видно, что спектры практически не зависят от поляризации падающих волн. Коэффициент поглощения достигает максимального значения 78 % на резонансной частоте 3,08 ГГц, при этом коэффициент отражения не превышает 12 % в диапазоне частот с 2 до 4 ГГц. Также видно, что волна полностью проходит через метаматериал вне резонансной полосы частот. Следовательно, предложенный метаматериал на основе сбалансированных Ω -резонаторов проявляет слабые отражательные свойства в исследуемом диапазоне частот и при этом демонстрирует значительное поглощение в резонансе.

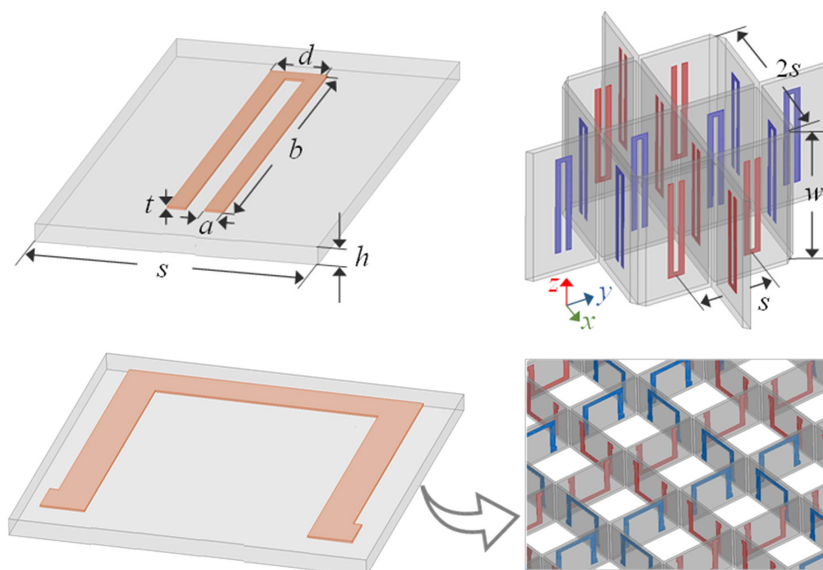


Рис. 3.53. Схема конструирования трехмерного образца метаматериала из плоских Ω -резонаторов на подложке

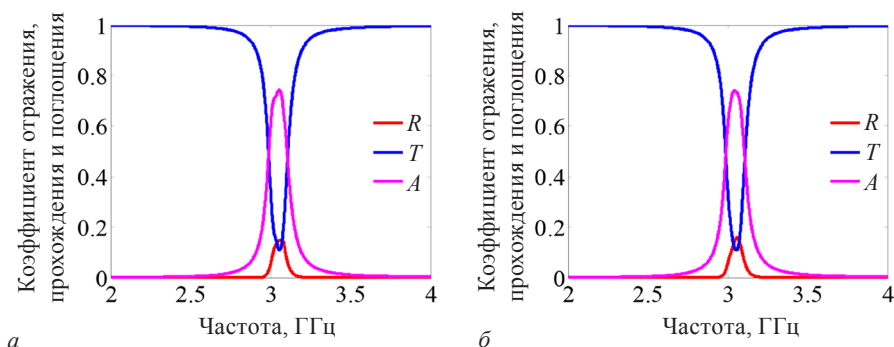


Рис. 3.54. Коэффициенты отражения (R), прохождения (T) и поглощения (A) метаматериала на основе Ω -резонаторов с оптимизированными структурными параметрами ($c = 3$ мм, $d = 23$ мм, $t = 0,2$ мм, $p = 4s = 40$ мм) для TE (a) и TM (б) волн при нормальном падении

Можно сделать вывод о том, что такое уникальное свойство, как нулевое отражение в широком частотном диапазоне в сочетании с частотно-селективным поглощением предоставляет захватывающие возможности в различных приложениях, позволяя создавать совершенные электрически тонкие фильтры электромагнитного излучения с произвольной частотой. Использование прозрачных вне резонанса поглотителей позволяет разрабатывать различные сложные многочастотные фильтры, объединяя в параллельные стековые метаматериалы, резонирующие на разных частотах. Соседние метаматериалы не будут мешать друг другу в работе, и общая толщина такой многослойной

структуры будет составлять по-прежнему порядка одной длины волны или даже меньше.

Еще одна интересная возможность реализации предлагаемых поглотителей заключается в разработке новых типов «невидимых» болометров и датчиков. При использовании многослойного поглотителя становится возможным создать единый болометр, который одновременно измеряет мощность падающего излучения различных спектральных линий. Более того, узкополосный отклик предлагаемых поглотителей делает их идеальными кандидатами для реализации в болометрических массивах в астрономии на миллиметровых длинах волн. Из-за свойств прозрачности предлагаемые поглотители могут быть успешно использованы для технологий снижения заметности, особенно для неметаллических объектов. В отличие от обычных металлических поглотителей они не увеличивают поперечное сечение рассеяния скрытого объекта за пределами полосы поглощения.

Таким образом, в данном разделе посредством численного моделирования проведено сравнение двух вариантов Ω -резонаторов, имеющих квадратную либо прямоугольную форму. Такие омега-частицы предлагается использовать в качестве элементов метаматериала, обладающего сильным поглощением и одновременно слабым отражением СВЧ волн.

Омега-элемент квадратной формы характеризуется относительно большими значениями поляризуемостей, в том числе значительными мнимыми частями поляризуемостей, которые дают определяющий вклад в коэффициент поглощения метаматериала. В то же время данный омега-элемент является недостаточно сбалансированным, т. е. его различные поляризуемости (диэлектрическая, магнитная, магнитоэлектрическая) не равны друг другу. Это обстоятельство может привести к возрастанию коэффициента отражения СВЧ волн от метаматериала.

Омега-частица прямоугольной формы имеет сравнительно меньшие значения поляризуемостей, т. е. потребуются более высокая концентрация таких микрорезонаторов в метаматериале. В то же время такая омега-частица является хорошо сбалансированной, что выражается во взаимном равенстве всех поляризуемостей, которое выполняется как для действительных, так и для мнимых частей поляризуемостей. Достигнутый баланс позволит обеспечить слабые отражательные свойства метаматериала не только на резонансной частоте, но и вдали от нее. Следовательно, метаматериал на основе таких омега-элементов прямоугольной формы будет «невидимым» с облучаемой стороны в широком диапазоне частот. Одновременно метаматериал будет практически полностью поглощать СВЧ волны вблизи резонансной частоты.

При использовании аналитического подхода для определения поляризуемостей электрически малых резонаторов произвольной формы и компьютерного моделирования на основе МКЭ был смоделирован метаматериал на основе сбалансированных Ω -резонаторов в микроволновом диапазоне частот.

Проведен систематический анализ свойств отражения, прохождения и поглощения предложенного метаматериала для ТЕ и ТМ поляризаций падающих волн и установлены оптимальные значения межэлементного расстояния и периода элементарной ячейки метаматериала. Показано, что коэффициент поглощения достигает максимального значения 78 % на резонансной частоте 3,08 ГГц, при этом коэффициент отражения не превышает 12 % в диапазоне частот с 2 до 4 ГГц. Также известно, что волна полностью проходит через метаматериал вне резонансной полосы частот. Следовательно, предложенный метаматериал на основе сбалансированных Ω -резонаторов проявляет слабые отражательные свойства в исследуемом диапазоне частот и при этом демонстрирует селективное поглощение в резонансе.

Можно сделать вывод о том, что предлагаемый поглотитель проявляет удовлетворительные характеристики как «совершенный» поглотитель электромагнитных волн в микроволновом диапазоне частот.

Выводы

Таким образом, в третьей главе разработаны теоретические основы преобразования поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой, и описаны конструкции соответствующих функциональных устройств, в том числе предназначенных для трансформации линейно поляризованной волны в поляризованную циркулярно [37-А, 57-А, 59-А, 68-А].

Обнаружено, что исследуемые спирали проявляют оптимальные свойства при активации как электрическим, так и магнитным полем, т. е. при любой ориентации плоскости поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиралей перед другими возможными элементами метаматериалов, например, прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами [34-А, 66-А, 68-А, 70-А, 71-А].

Показано, что с использованием двумерных решеток на основе спиральных элементов можно реализовать также поворот плоскости поляризации электромагнитной волны без изменения ее эллиптичности. Для этого необходимо использовать спирали с соответствующим углом подъема [35-А, 67-А].

Теоретически и экспериментально обоснована возможность использования гладких спиралей с оптимальной формой для реализации безотражательного огибания электромагнитной волной цилиндрических объектов. Для уменьшения потерь энергии в метаматериале следует уменьшить общее количество металлических элементов, не допуская при этом их высокой концентрации во внутренних областях искусственной структуры, близких к объекту. Проведен анализ распределения спиральных элементов в пространстве, которое обеспечивает необходимый градиент показателя преломления искусственного покрытия [38-А, 78-А, 80-А, 93-А].

Найдено аналитическое решение волнового уравнения для электромагнитного поля, распространяющегося в многослойной среде, созданной на ос-

нове спиральных и омега-элементов. Показано, что на основе точного решения граничной задачи возможны описание как брэгговской дифракции электромагнитных волн на периодической структуре метаматериала, так и учет многократного френелевского отражения волн от границ образца, что позволяет полностью моделировать прохождение и отражение электромагнитных волн в зависимости от задаваемых параметров метаматериала. В данном случае в качестве оптимальных параметров могут рассматриваться не только параметры элементов, но и параметры многослойной макроспирали.

Установлена аналогия в частотной зависимости волновых чисел метаматериала в СВЧ-диапазоне и холестерических жидких кристаллов в оптической области электромагнитного излучения.

Показано, что влияние локального параметра киральности и локального омега-параметра проявляется в сдвиге границ области брэгговского отражения, а также в изменении ширины области брэгговского отражения.

Получена модифицированная формула де Ври для поворота плоскости поляризации электромагнитной волны и построена частотная зависимость угла поворота плоскости поляризации [58-А, 60-А, 114-А].

Проведены расчет и оптимизация параметров массива омега-элементов для разработки одностороннего и двустороннего «идеального» поглотителя СВЧ волн.

Полученные результаты представляют значительный интерес для науки и практики, так как позволяют: предсказывать поведение новых метаматериалов и исследовать их электромагнитные свойства; разрабатывать теоретические основы и конструкции преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе метаматериалов со спиральной структурой; изготавливать экспериментальные образцы таких материалов с рассчитанными оптимальными параметрами и функциональные технические устройства [42-А, 48-А].

Результаты, полученные в ходе исследований, могут быть использованы в радиоэлектронике в разных целях, в частности:

- при конструировании и расчете преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе метаматериалов со спиральной структурой;
- для совершенствования неоднородных метаматериалов, предназначенных для волнового обтекания цилиндрических объектов в СВЧ-диапазоне, а также для достижения максимального поглощения при минимальном отражении волн.

ИСКУССТВЕННЫЕ СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫЕ СИСТЕМЫ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ И ИХ СВОЙСТВА В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

4.1. Исследование свойств искусственных анизотропных структур с большой киральностью

Анизотропные и киральные свойства характерны для самых разнообразных веществ и сред как природного, так и искусственного происхождения: кристаллов, композитных структур, метаматериалов.

При рассмотрении электромагнитной модели обычной (некиральной) среды предполагают, что среда сплошная. Киральные же свойства связаны с проявлением дискретности в структуре среды. Параметр киральности κ прямо пропорционален отношению a/λ , где a – линейный размер элемента среды, λ – длина волны излучения. При $a/\lambda \rightarrow 0$ киральные свойства среды исчезают. Таким образом, учет киральных свойств можно рассматривать как учет влияния пространственной дисперсии. Возможен также феноменологический подход к описанию киральных свойств среды, который основан на учете магнитоэлектрических эффектов в элементах среды. Как показано в работах [6, 20], феноменологический подход, с одной стороны, не противоречит теории пространственной дисперсии, а с другой – обеспечивает наиболее простое и физически корректное описание явления оптической активности.

При изучении искусственных анизотропных структур с особыми свойствами, так называемых метаматериалов, важен не только феноменологический подход, базирующийся на основных физических положениях: законе сохранения энергии электромагнитного поля, принципе симметрии кинетических коэффициентов Онзагера–Казимира, учете кристаллографической симметрии среды. При анализе свойств метаматериалов возрастает роль микротeorии, которая позволяет рассматривать конкретные механизмы резонансного возбуждения элементов структуры.

Экспериментальные исследования необычных свойств метаматериалов производили в основном в мега- и гигагерцовом диапазонах, в которых резонансные элементы метаматериала должны иметь миллиметровые и сантиметровые размеры, и формирование трехмерных элементов, а также их расположение в виде трехмерных массивов не представляют значительной сложности. Сегодня наблюдается явная тенденция к созданию и исследованию метаматериалов для терагерцового диапазона, так как в настоящее время соответствующая ему техника быстро развивается. Вместе с тем перечень элек-

ромагнитных свойств, характерных в этом диапазоне для существующих материалов, очень невелик, в частности отсутствуют материалы с выраженными нелинейными, киральными и другими свойствами, широко используемыми в оптическом диапазоне. Поэтому в терагерцовом диапазоне концепция метаматериалов особенно востребована [45-А].

Искусственные элементы – резонаторы метаматериалов, предназначенных для работы в терагерцовом диапазоне, должны иметь характерные размеры порядка единиц–десятков микрометров, оставаясь существенно меньшими длины волны электромагнитного излучения. Для получения согласованного отклика все резонаторы из многочисленного массива должны быть очень точно настроены. Из широкого спектра применяемых технологий требуемые размеры и точность достижимы только в рамках традиционной планарной технологии, в которой обеспечивается формирование плоских элементов и слоев из них. Свойства метаматериала, состоящего из плоских элементов, принципиально невозможно задавать во всех трех пространственных измерениях. Кроме того, в большинстве экспериментов исследователям приходится ограничиваться одним слоем элементов (т. е. монослойным метаматериалом) из-за ограничений, характерных для планарной технологии, что затрудняет изучение электромагнитных свойств объемных образцов. В то же время практически все востребованные применения метаматериалов требуют объемных метаматериалов с трехмерными заданными электромагнитными свойствами.

Принципиальная новизна и научное значение разработки и создания метаматериалов в виде трехмерных оболочек, формируемых из напряженных наноплёнок [13–15], заключается:

- в переходе от двумерных элементов-резонаторов к трехмерным;
- в обеспечении прецизионности размеров резонаторов с характерными размерами от микрометров до нанометров (вплоть до атомарных);
- в разнообразии материалов (диэлектрики, металлы, полупроводники), возможной формы элементов-резонаторов и их расположения в метаматериале.

Принцип формирования оболочки из напряженной плёнки иллюстрирован на рис. 2.9.

При моделировании трехмерных конструкций из оболочек-резонаторов имеется возможность задавать трехмерный электромагнитный отклик метаматериала, что представляет новое направление в области метаматериалов для терагерцового диапазона, с которым связаны возможности создания метаматериалов с принципиально новыми свойствами. Обсуждаемая технология в настоящее время является единственной нанотехнологией, с применением которой можно обеспечить массовое формирование метаматериалов на основе гладких резонансных трехмерных спиралей для применения в терагерцовом диапазоне, в том числе объемных метаматериалов.

4.1.1. Оптимальная форма спирали: равенство диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостей

В данном подразделе представлены аналитические соотношения между диэлектрической, магнитной и киральной (магнитоэлектрической) восприимчивостью малых металлических спиралей. Показано, что существует «оптимальное» отношение между радиусом спирали и шагом спирали, такое, что все три восприимчивости являются равными на определенной частоте (это отношение было ранее введено для случая спиралей, используемых в качестве преобразователей поляризации).

Каждая спираль характеризуется одновременно диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостью. Следовательно, ее свойства в электромагнитном поле можно описать с использованием уравнений связи (3.28), (3.29). И электрические и магнитные моменты относятся к одной той же частице с некоторым распределением тока, определяемым формой и размерами частицы. Это приводит к соотношению между электрическим и магнитным дипольными моментами, индуцированными в спирали. Осевые компоненты этих двух моментов связаны соотношением (3.7).

Свойства киральной среды могут быть описаны следующими материальными уравнениями:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} + i\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \vec{H}, \quad (4.1)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} - i\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \vec{E}. \quad (4.2)$$

При рассмотрении изотропной среды с низкой концентрацией включений можно пренебречь взаимодействием между элементами структуры и определить эффективные параметры в соответствии с формулами

$$\varepsilon_r = 1 + N_h \alpha_{ee}, \quad (4.3)$$

$$\mu_r = 1 + N_h \alpha_{mm}, \quad (4.4)$$

$$\kappa = N_h \alpha_{em}, \quad (4.5)$$

где N_h – концентрация включений в единице объема.

Для спиралей «оптимальной» формы, удовлетворяющих соотношению

$$\frac{\omega}{c} |q| r^2 = 2, \quad (4.6)$$

где c – скорость света в вакууме, мы имеем $\varepsilon_r = \mu_r = 1 \pm \kappa$ (верхний знак соответствует правой спирали). На определенной частоте вблизи главного резонанса спиралей действительные части проницаемостей обращаются в нуль: $\text{Re}\{\varepsilon_r\} = \text{Re}\{\mu_r\} = 0$, – поэтому выполняются соотношения

$$\operatorname{Re}\{\kappa\} = \mp 1. \quad (4.7)$$

Показатели преломления двух циркулярно поляризованных собственных мод для $q > 0$ имеют вид

$$n_+ = 1 + i(\sqrt{\varepsilon_r''\mu_r''} - \kappa''), \quad (4.8)$$

$$n_- = -1 + i(\sqrt{\varepsilon_r''\mu_r''} + \kappa''), \quad (4.9)$$

где $\kappa'' > 0$. Так как для оптимальной спирали $\varepsilon_r'' \approx \mu_r'' \approx \kappa''$, то одна из собственных мод имеет показатель преломления, равный единице, и очень низкие потери. Такое же заключение справедливо для собственной моды с противоположной циркулярной поляризацией в случае создания кирального метаматериала на основе левых спиралей. Вторая собственная мода кирального метаматериала характеризуется единичным отрицательным показателем преломления и, кроме того, испытывает поглощение в среде.

Следуя алгоритму, описанному в главе 3, можно показать, что одновременное использование соотношений (3.28), (3.29) и (3.7) приводит к соотношениям (3.31, 3.32).

Как уже отмечалось в главе 3, соотношения (3.31), (3.32) показывают, что спирали с оптимальными параметрами характеризуются тремя равными восприимчивостями для полей, направленных вдоль оси спирали: диэлектрической, магнитной и киральной. Эта особенность оптимальных спиралей подтверждается экспериментальными данными, в частности оптимальная спираль излучает циркулярно поляризованную волну в направлении, перпендикулярном оси спирали. Оптимальные спирали могут найти применение, например, при создании безотражательных покрытий, а также метаматериалов с отрицательным показателем преломления для электромагнитных волн. Исследуемые спирали имеют оптимальные характеристики при активации как электрическим, так и магнитным полем, т. е. при любой ориентации плоскости поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиралей перед другими возможными элементами метаматериалов, например прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами.

4.1.2. Аналитическое и численное моделирование частотной зависимости для диэлектрической и магнитной восприимчивостей и параметра киральности

Теоретический метод, используемый в этом подразделе, основан на решении уравнения движения электрона по спиральной траектории:

$$m_e \ddot{\mathbf{s}} = -k\mathbf{s} - \gamma \dot{\mathbf{s}} - e\tau \mathbf{E}_s, \quad (4.10)$$

где m_e – масса электрона; $\ddot{s}$ – ускорение электрона; k – эффективный коэффициент, характеризующий квазиупругую силу, действующую на электрон в направлении, противоположном его смещению; s – смещение электрона по спирали; γ – эффективный коэффициент, характеризующий силы, замедляющие движение электронов; $\dot{s}$ – скорость движения электрона по спирали; $-e$ – заряд электрона; τ – коэффициент ослабления поля внутри металла [258].

В уравнении (4.10) величина E_s – компонента внешнего электрического поля, направленная вдоль спиральной траектории и определяемая по формуле

$$E_s = E_x \sin \alpha = \pm \frac{E \cos \theta}{\sqrt{r^2 q^2 + 1}}, \quad (4.11)$$

где ось OX направлена вдоль оси спирали; знак плюс соответствует спирали с правосторонним кручением, знак минус – левосторонней спирали; r – радиус спирали; α – угол подъема спирали относительно плоскости, перпендикулярной к оси спирали; θ – угол между вектором $\vec{E}$ напряженности электрического поля волны и осью спирали (рис. 4.1).

Под влиянием падающей электромагнитной волны электроны проводимости совершают в спирали гармонические колебания. Поэтому имеет место соотношение

$$k = m_e \omega_0^2 = \frac{m_e \pi^2 c^2}{L^2}, \quad (4.12)$$

где ω_0 – резонансная частота колебаний; c – скорость света в вакууме; L – длина спирали.

В выражении (4.12) мы принимаем во внимание, что при условии главного резонанса полная длина спирали приблизительно равна $\lambda_0/2$, где λ_0 – длина волны электромагнитного поля в свободном пространстве.

Мощность диссипативных сил при замедлении электронов проводимости может быть вычислена с помощью закона Джоуля–Ленца. На этом основании получаем выражение

$$\gamma = \rho e^2 N_{\text{эф}} = \rho e^2 N_0 N_s, \quad (4.13)$$

где ρ – удельное сопротивление металла; $N_{\text{эф}}$ – эффективная объемная концентрация электронов проводимости в металле; N_0 – объемная концентрация электронов проводимости в металле; N_s – доля скин-слоя в объеме спирали:

$$N_s = \frac{2\Delta}{r_0}, \quad (4.14)$$

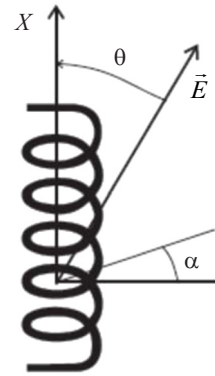


Рис. 4.1. Ориентация вектора $\vec{E}$ относительно оси спирали

где r_0 – радиус проволоки; Δ – толщина скин-слоя [16, 258]:

$$\Delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0\omega}}. \quad (4.15)$$

Анализируя выражения (4.13)–(4.15) видим, что в высокочастотных полях эффективная концентрация электронов проводимости уменьшается. Вследствие скин-эффекта в проводимость вносят вклад только электроны, локализованные в тонком поверхностном слое. Коэффициент γ , характеризующий диссипативную силу, определен как величина, усредненная по объему металла для всех электронов проводимости. Когда скин-эффект является значимым, коэффициент ослабления τ поля внутри металла может быть записан в следующей форме [16, 258]:

$$\tau = \frac{E_{ins}}{E_0} = (1-i)\sqrt{2\varepsilon_0\rho\omega}, \quad (4.16)$$

где E_{ins} и E_0 – модули комплексных амплитуд полей внутри и снаружи металла соответственно.

Соотношение (4.16) является приближенным и имеет такую же форму, как для плоской поверхности металла, что является оправданным в случае $\Delta \ll r_0$.

Принимая во внимание спиральные траектории электронов проводимости, неоднородность распределения тока вдоль проводника, скин-эффект и ослабление электрического поля в металле, можно описать частотную зависимость эффективных параметров изотропного кирального метаматериала следующим образом:

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{1}{A\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}; \quad (4.17)$$

$$\mu_r = 1 + \frac{1}{A}\mu_0 B^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}; \quad (4.18)$$

$$\kappa = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} B \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}. \quad (4.19)$$

В формулах (4.17)–(4.19) использованы обозначения

$$\frac{1}{A} = \frac{2Ne^2}{\pi m_e} \frac{\tau}{r^2 q^2 + 1}; \quad B = \frac{r^2 q}{2} \omega; \quad \Gamma = \frac{\rho N_0 N_s e^2}{m_e};$$

$$N = N_0 N_s N_h V_h; \quad V_h = \pi r_0^2 L, \quad (4.20)$$

где V_h – объем проволоки, из которой изготовлена одна спираль.

Результаты численного моделирования проиллюстрированы на рис. 4.2, 4.3.

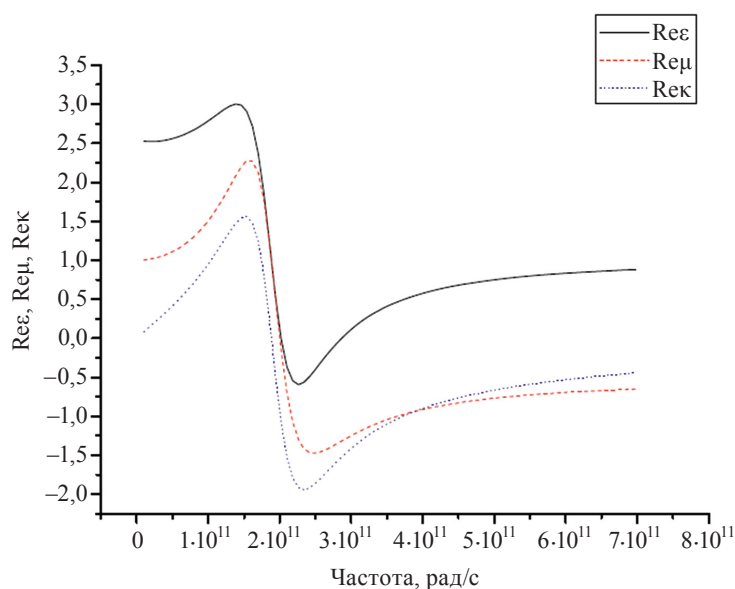


Рис. 4.2. Зависимость действительной части диэлектрической и магнитной проницаемостей и параметра киральности от частоты для метаматериала на основе оптимальных одновитковых спиралей с правым направлением закручивания ($r = 7,7 \cdot 10^{-4}$ м, $\alpha = 13,65^\circ$, $L = 0,005$ м, $h = 0,0012$ м, $\rho = 1,67 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $N_h = 2,1 \cdot 10^6$ м $^{-3}$, $\omega_0 = 18,84 \cdot 10^{10}$ рад/с)

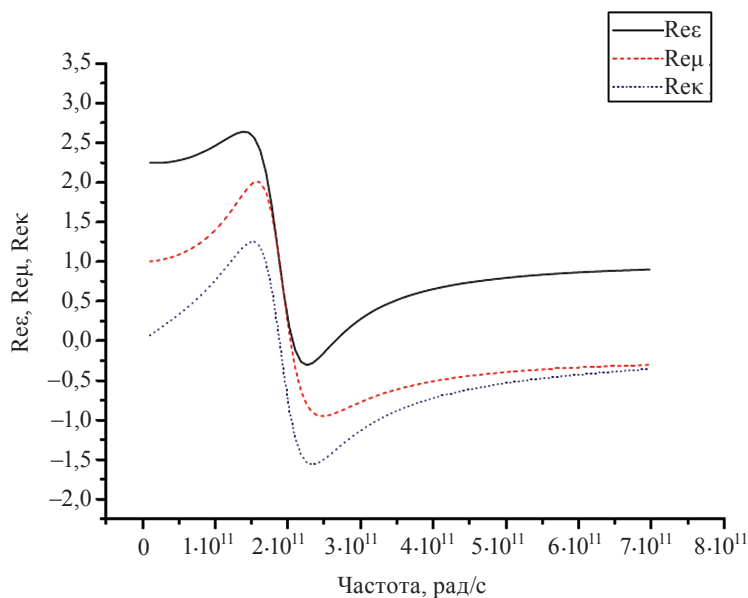


Рис. 4.3. Зависимость действительной части диэлектрической и магнитной проницаемостей и параметра киральности от частоты для метаматериала на основе оптимальных двухвитковых спиралей с правым направлением закручивания ($r = 3,95 \cdot 10^{-4}$ м, $\alpha = 7,2^\circ$, $L = 0,005$ м, $h = 3,13 \cdot 10^{-4}$ м, $\rho = 1,67 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $N_h = 6,1 \cdot 10^6$ м $^{-3}$, $\omega_0 = 18,84 \cdot 10^{10}$ рад/с)

Анализируя графические зависимости, можно сделать вывод, что на определенной частоте, близкой к резонансной частоте ω_0 , можно реализовать предсказанный набор эффективных параметров. Сравнивая рис. 4.2 и 4.3, видим, что для достижения эффективных значений параметров требуется более высокая концентрация двухвитковых спиральных включений. Заметим, что с использованием современных технологий возможно изготовление композиционных материалов с высокой концентрацией включений [259].

4.1.2.1. Расчет параметров спиральных элементов. Сравнение двух методик

Для расчета параметров спиральных элементов разработано несколько подходов. В одном из них базовыми являются молекулярная теория естественной оптической активности и аналогия между спиралевидной молекулой и металлической спиралью. Другой подход основан на аналитическом моделировании, на первом этапе которого с учетом входного сопротивления металлической спирали вычисляются электрический дипольный момент и магнитный момент, возникающие в спирали при взаимодействии с падающей электромагнитной волной.

Так как в настоящее время аналитическое выражение для входного сопротивления гладкой реальной металлической спирали с равномерным закручиванием неизвестно, то расчет производится с использованием известного выражения для входного сопротивления канонической спирали, состоящей из плоского кругового витка и двух прямолинейных проводников. Варьируется соотношение между радиусом витка и длиной плеч канонической спирали; при этом зависимость входного сопротивления гладкой реальной спирали от угла ее подъема учитывается приближенным образом.

4.1.2.2. Расчет параметров спиральных элементов, основанный на модели молекулярной оптической активности

В работе [260] получена следующая зависимость удельной оптической вращательной способности ϑ от параметров спиральных молекул среды:

$$\vartheta = A \frac{r^2 s}{r^2 + s^2}, \quad (4.21)$$

где r – радиус витка спирали; $|s| = \frac{h}{2\pi}$ – приведенный шаг спирали (h – шаг спирали).

Коэффициент пропорциональности A в формуле (4.21) не зависит от геометрических параметров спиральных траекторий, поэтому его явное выражение можно не учитывать при оптимизации геометрии спиральных элементов. После выполнения замены $s = \frac{1}{q}$, где $|q| = \frac{2\pi}{h}$ – удельное кручение спирали, выражение (4.21) приведем к виду

$$\vartheta = A \frac{r^2 q}{r^2 q^2 + 1}.$$

Можно показать, что в качестве сомножителя в явном выражении коэффициента A содержится количество витков спирали $N_c = \frac{L}{L_b}$, где L – длина проволоки, из которой изготовлена спираль, L_b – длина одного витка. Тогда можно записать

$$\vartheta = A_0 N_c \frac{r^2 q}{r^2 q^2 + 1},$$

где A_0 – коэффициент пропорциональности, характеризующий одновитковую спираль. С учетом геометрических параметров спирали (см. рис. 3.1) легко получить выражение для L_b :

$$L_b = \sqrt{(2\pi r)^2 + h^2} = 2\pi \sqrt{r^2 + \left(\frac{h}{2\pi}\right)^2} = 2\pi \sqrt{r^2 + \frac{1}{q^2}} = \frac{2\pi}{q} \sqrt{r^2 q^2 + 1}. \quad (4.22)$$

Преобразуем выражение (4.22) с учетом формул-определений N_c и L_b :

$$\vartheta = A_0 N_c \frac{r^2 q}{r^2 q^2 + 1} = A_0 \frac{q}{\sqrt{r^2 q^2 + 1}} \frac{r^2 q}{r^2 q^2 + 1} \frac{L}{2\pi} = A_0 \frac{r^2 q^2}{(r^2 q^2 + 1)^{3/2}} \frac{L}{2\pi}. \quad (4.23)$$

После нахождения производной $\frac{\partial \vartheta}{\partial q}$, приравнивания ее к нулю, и математических преобразований полученное уравнение можно привести к виду

$$1 - \frac{1}{2} r^2 q^2 = 0,$$

откуда следует, что $qr = \sqrt{2}$ и можно найти максимальное значение ϑ , подставляя значение qr в формулу (4.23):

$$\vartheta = \frac{A_0 L}{3\sqrt{3}\pi}.$$

Пользуясь схемой, изображенной на рис. 3.1, определим

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{N_c h}{2\pi r N_c} = \frac{2\pi}{q \cdot 2\pi r} = \frac{1}{qr} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

и $\alpha \approx 35^\circ 16'$.

4.1.2.3. Расчет параметров спирали с учетом входного сопротивления

Плотность тока может быть представлена в виде

$$\vec{J} = \xi \vec{v} = -e N_{\text{эф}} \vec{v}, \quad (4.24)$$

где $\xi = -e\delta(r)$ – объемная плотность заряда в случае одного электрона (δ – дельта-функция Дирака); $N_{\text{эф}}$ – эффективная объемная концентрация электронов проводимости, движущихся по спиральным траекториям.

Проекции на ось OX дипольного электрического и магнитного моментов одиночной микроспирали представим в виде

$$p_x = \frac{1}{2} N_{\text{эф}} p_x^e V_h; \quad m_x = \frac{1}{2} N_{\text{эф}} m_x^e V_h, \quad (4.25)$$

где коэффициент $\frac{1}{2}$ учитывает распределение тока в спирали в модели линейного убывания тока от центра к концам спирали; p_x^e и m_x^e – проекции электрического дипольного момента и магнитного момента для одного электрона соответственно; V_h – объем микроспирали. Ток в центре спирали можно найти в соответствии с работой [64] в виде

$$I = \frac{\varepsilon_E}{(Z_L + Z_W)n}, \quad (4.26)$$

где $\varepsilon_E = \frac{1}{2} E_x h$ – электродвижущая сила, генерируемая переменным электрическим полем падающего излучения в центре спирали ($h = L \sin \alpha$ – высота спирали); Z_L и Z_W – входной импеданс плоского витка и прямолинейного участка канонической одновитковой спирали соответственно [64, 261–263]; n – число витков в спирали.

Если пренебречь членами порядка $(kl)^5$ и более высоких порядков, то входная проводимость линейного проводника антенны может быть выражена как [263]

$$Y_W = 2\pi i \frac{kl}{\eta \Psi_{dr}} \left[1 + k^2 l^2 \frac{F}{3} - ik^3 l^3 \frac{1}{3(\Omega - 3)} \right],$$

где использованы следующие обозначения: $k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}$ – волновое число в фоновой среде; $l = \frac{P}{2}$ – половина длины проволоки канонической спирали;

ли; $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$; $\Psi_{dr} = 2 \ln \frac{l}{r_0} - 2$ (r_0 – радиус поперечного сечения проволоки);

$$F = 1 + \frac{1,08}{\Omega - 3}; \quad \Omega = 2 \ln \frac{2l}{r_0}.$$

При этом функцию распределения тока аппроксимируем полиномом второго порядка. В результате получим приближенную формулу для входной электрической проводимости плоского витка [263]

$$Y_L = \frac{-i}{\pi\eta} \left[\frac{1}{A_0} + \frac{2}{A_1} + \frac{2}{A_2} \right],$$

в которой A_0, A_1, A_2 – первые три коэффициента Фурье из работы [64]. Входной импеданс плоского витка и прямолинейного участка канонической спирали есть величина, обратная входной проводимости: $Z_L = 1/Y_L$ и $Z_W = 1/Y_W$ соответственно.

Сравнивая выражения (4.24), (4.25) и (4.26), можно определить эффективную концентрацию электронов проводимости, совершающих движение по спиральным траекториям.

Для магнитного момента, индуцированного электрическим полем в оди-ночной спирали, нами получено выражение

$$m_x = -\frac{\pi r^2 L}{4(Z_L + Z_W)\sqrt{r^2 q^2 + 1}} E_x,$$

где ось OX ориентирована вдоль оси спирали; r – радиус витка; L – полная длина спирали; $|q| = \frac{2\pi}{P}$.

Принимая во внимание, что в предложенной модели предполагалось линейное убывание тока от центра к концам спирали и полная длина спирали L приблизительно равна $\frac{\lambda}{2}$ (λ – длина волны электромагнитного излучения в этой среде), можно выразить радиус канонической спирали a через параметр q :

$$a = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\lambda}{2n} - \frac{2\pi}{|q|} \right],$$

где n – число витков спирали; значение параметра q удовлетворяет неравенству $|q| > \frac{4\pi n}{\lambda}$.

В рамках рассматриваемой модели был рассчитан оптимальный угол подъема витков в спиральных элементах искусственной композитной структуры, при котором обеспечивается максимальное значение характеризующего ее среднего параметра киральности.

Установлено, что в данной модели оптимальный угол подъема сильно зависит от количества витков в спирали и, если спираль состоит из одного вит-

ка, оптимальный угол подъема, отсчитанный относительно плоскости, перпендикулярной оси спирали, близок к 53° .

Различие полученных результатов связано с тем, что используются два различных подхода к вычислению оптимального угла: без учета зависимости



Рис. 4.4. Искусственный образец, содержащий правосторонние одновитковые спирали с углом подъема $53^\circ \pm 3^\circ$

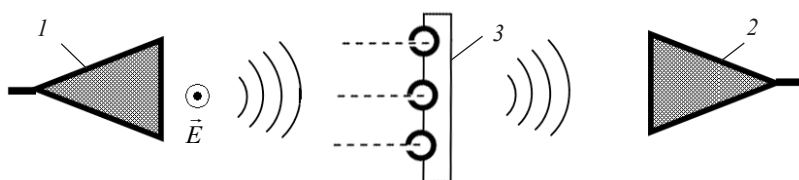


Рис. 4.5. Схема проведения эксперимента: 1 – излучающая антенна; 2 – приемная антенна; 3 – искусственный образец двумерной решетки

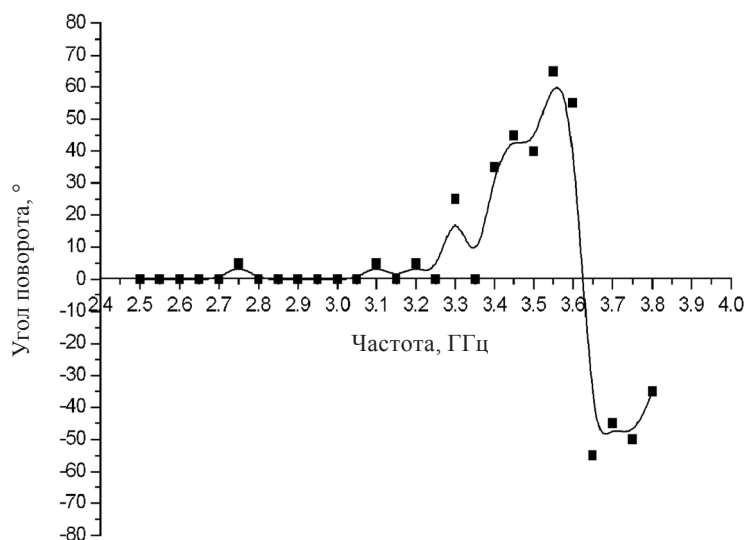


Рис. 4.6. График частотной зависимости угла поворота плоскости поляризации электромагнитной волны, прошедшей через образец метаматериала, состоящего из одновитковых спиральных элементов с углом намотки $53^\circ \pm 3^\circ$

входного сопротивления спирали от угла подъема спирали и с учетом указанной зависимости. В результате компьютерного моделирования, основанного на использовании метода конечных элементов, и экспериментальных исследований, произведенных в СВЧ-диапазоне, была подтверждена адекватность обоих подходов применительно к расчету оптимальных параметров спирали. На рис. 4.4–4.6 представлены фото изготовленного образца, схема эксперимента и экспериментальные результаты соответственно.

Относительная погрешность экспериментальных результатов не превышает 15 % с учетом нормального распределения и доверительной вероятности, равной 0,9.

В дальнейшем при продвижении в терагерцовый диапазон будем использовать результат, полученный с учетом входного сопротивления.

4.1.3. Спиральная модель молекул вещества применительно к искусственной структуре с большой киральностью

Связь между эффективными параметрами среды ϵ_r , μ_r и тензорами диэлектрической и магнитной восприимчивости α_{ee} и α_{mm} , а также параметром киральности κ и псевдотензором, характеризующим киральные свойства спирали α_{em} , может быть обусловлена не только концентрацией спиралей (см. выражения (4.3)–(4.5)), но и формой микроспиралей.

Решая уравнение движения электрона по спирали (4.10), можно найти электрический дипольный $\vec{p}$ и магнитный $\vec{m}$ моменты, созданные электрическим полем. Аналогично можно определить влияние магнитного поля. С учетом уравнения (4.2) и закона Фарадея в дифференциальной форме

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.27)$$

выражение (4.10) преобразуем к виду

$$m_e \ddot{s} = -ks - \gamma \dot{s} - e\tau \frac{i\omega r}{2} (\mu_0 \mu_r H_x - i\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \kappa} E_x) \frac{qr}{\sqrt{r^2 q^2 + 1}}. \quad (4.28)$$

Каждая спираль находится в искусственной структуре и испытывает одновременное воздействие векторов $\vec{E}$ и $\vec{B}$, которые взаимосвязаны строго определенным образом, поскольку волна распространяется в киральной структуре. Поле в структуре можно представить в виде суперпозиции собственных волн.

В результате можно получить новые выражения для эффективных параметров с учетом их частотной дисперсии:

$$\epsilon_r = 1 + \frac{1}{A\epsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} \left(1 + \frac{q\omega r^2}{2} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \kappa} \right), \quad (4.29)$$

$$\mu_r = 1 + \frac{1}{A} \mu_0 B^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \left(1 + \frac{q\omega r^2}{2} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \right), \quad (4.30)$$

$$\kappa' = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} B \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \left(1 + \frac{q\omega r^2}{2} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa \right). \quad (4.31)$$

В соотношениях (4.29)–(4.31) величина κ является невозмущенным значением параметра киральности, вычисленным в первом приближении, с учетом уравнения связи $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$. Величина κ' представляет собой уточненное значение параметра киральности для среды с сильными киральными свойствами. Для такой среды эффективные параметры (4.29)–(4.31) учитывают киральность в квадратичном приближении.

Совместное использование универсального соотношения (3.7) между электрическим дипольным моментом и магнитным моментом спирали, а также уравнений связи (3.28), (3.29) позволяет получить формулы для восприимчивостей отдельной спирали:

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \frac{2c}{\omega r^2 q} \alpha_{me}^{(11)}, \quad (4.32)$$

$$\alpha_{em}^{(11)} = \frac{2c}{\omega r^2 q} \alpha_{mm}^{(11)}, \quad (4.33)$$

$$\alpha_{ee}^{(11)} = \frac{4c^2}{\omega^2 r^4 q^2} \alpha_{mm}^{(11)}. \quad (4.34)$$

Эти соотношения учтены при вычислении эффективных параметров спирали (4.29)–(4.31). В результате для среды с сильными киральными свойствами по-прежнему выполняется принцип симметрии кинетических коэффициентов Онзагера–Казимира, и

$$\alpha'_{em} = \alpha'^T_{me}, \quad (4.35)$$

где штрихом обозначены уточненные значения псевдотензора, характеризующего киральность спирали.

Планируя моделирование спиралей, изготовленных из наноплёнки, состоящей из нескольких слоев полупроводников и проводящего материала, в соответствующие выражения необходимо внести изменения, полагая, что в плёнке основной ток течет в слое с самой высокой проводимостью – в металлическом слое.

В формулах (4.29)–(4.31) были использованы обозначения N_s – доля скин-слоя в объеме слоя проводника в плёнке:

$$N_s = \frac{2\Delta}{\delta_1} \quad (4.36)$$

где δ_1 – ширина полоски проводника в плёнке, и

$$N = N_0 N_s N_h V_h, \quad V_h = \delta_1 \delta_2 L, \quad (4.37)$$

где V_h – объем слоя проводника в плёнке, из которой изготовлена спираль; δ_2 – длина полоски проводника в плёнке.

На основе уравнения (3.29) можно определить комплексное входное сопротивление одновитковой спирали

$$Z_{\text{вх}} = \frac{U}{I} = i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \pi r^2 h \frac{1}{\alpha_{me}}, \quad (4.38)$$

где $U = E_x h$ – напряжение между концами спирали; I – сила тока в спирали; h – шаг спирали.

Тогда коэффициент ослабления поля внутри металла τ можно представить в форме

$$\tau = -i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\rho}{\pi r^2 S_{\text{пр}} \sin \alpha} \alpha_{me}, \quad (4.39)$$

где $S_{\text{пр}}$ – площадь поперечного сечения проводника.

Если скин-эффект является ярко выраженным и толщина скин-слоя значительно уступает линейным размерам сечения проводника, то поверхность проводника можно рассматривать как плоскую [16]. В этом случае для коэффициента τ справедливо выражение (4.16). Если толщина скин-слоя сравнима с линейными размерами сечения проводника, то задача усложняется. В этом случае для τ можно использовать соотношение (4.39). Как следует из дисперсионных соотношений Крамерса–Кронига [16], в окрестности резонансной частоты действительная и мнимая части магнитоэлектрической восприимчивости спирали α_{me} являются величинами одного порядка. Следовательно, коэффициент τ (4.39) имеет одинаково значимые действительную и мнимую части. Такое же свойство характерно для величины τ (4.16) в случае плоской поверхности металла.

Используя рассчитанное уточненное значение комплексного параметра киральности κ' (4.31), можно определить угол поворота плоскости поляризации волны, прошедшей через структуру, для наблюдателя, смотрящего навстречу волне,

$$\varphi = \frac{\omega}{c} \operatorname{Re}(\kappa') z_0, \quad (4.40)$$

где z_0 – толщина структуры; $\operatorname{Re}(\kappa')$ – действительная часть комплексного параметра киральности.

Если структура образована спиралями с левосторонним кручением ($q < 0$) и частота излучения ниже резонансной, получим, что $\operatorname{Re}(\kappa') < 0$ и $\varphi < 0$. Таким образом, в указанной области частот поворот плоскости поляризации волны происходит против часовой стрелки, если смотреть навстречу волне.

Аналогично можно определить величину циркулярного дихроизма структуры

$$D = \frac{1}{2} \frac{T_+ - T_-}{T_+ + T_-}, \quad (4.41)$$

где T_+ и T_- – коэффициенты прохождения право- и левоциркулярно поляризованных волн соответственно. Циркулярный дихроизм среды (4.41) связан с мнимой частью параметра киральности $\operatorname{Im}(\kappa')$ следующим образом

$$\operatorname{Im}(\kappa') = -\frac{1}{4z_0} \frac{c}{\omega} \ln \frac{1-2D}{1+2D}. \quad (4.42)$$

В случае слабого поглощения электромагнитной волны формула для циркулярного дихроизма структуры принимает вид

$$D = \frac{\omega}{c} \operatorname{Im}(\kappa') z_0. \quad (4.43)$$

Если структура состоит из левосторонних спиралей ($q < 0$), то $\operatorname{Im}(\kappa') > 0$ и сильнее поглощается циркулярно поляризованная волна, образующая в пространстве правый винт. Если смотреть вслед волне, то для нее вектор $\vec{E}$ вращается с течением времени против часовой стрелки. В радиофизике такую волну называют левополяризованной.

4.1.4. Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования

Экспериментально реализовать описанные метаматериалы на основе спиралей и исследовать их в терагерцовом диапазоне оказалось возможным с использованием недавно развитого российскими учеными метода точного 3D наноструктурирования [13–15]. В Институте физики полупроводников СО РАН были изготовлены образцы, которые представляют квадратную решетку из спиралей, закрепленных на подложке сеткой из резиста так, что спирали прилегают к подложке и резисту в центре, а остальная часть спирали находится в воздухе (рис. 4.7).

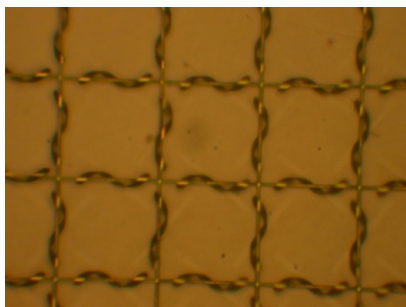


Рис. 4.7. Метаматериал, реализованный в форме сетки с квадратными ячейками – негативный фоторезист из полимерного материала толщиной около 1 мкм

Параметры полосок из плёнки $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ (16/40/3/65 нм), использованных для изготовления спиралей, в развернутом состоянии следующие: длина – 77 мкм, ширина – 6 мкм. В средней части спираль обращена к подложке стороной $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$. Геометрические параметры реализованной структуры следующие: угол подъема спирали – $(52\text{--}53)^\circ$; диаметр спирали – 11 мкм; период структуры – 84 мкм. Используемый угол подъема спирали является оптимальным для получения образцов с максимально выраженными гиротропными свойствами, как показано в работах [16-А, 67-А].

Были изготовлены образцы разных размеров (максимальный – $2\text{ см} \times 3\text{ см}$) на подложке из нелегированного GaAs (толщина подложки – 400 мкм).

Экспериментальные исследования свойств изготовленных образцов были осуществлены в Институте ядерной физики СО РАН. Полученные результаты приведены на рис. 4.8, 4.9.

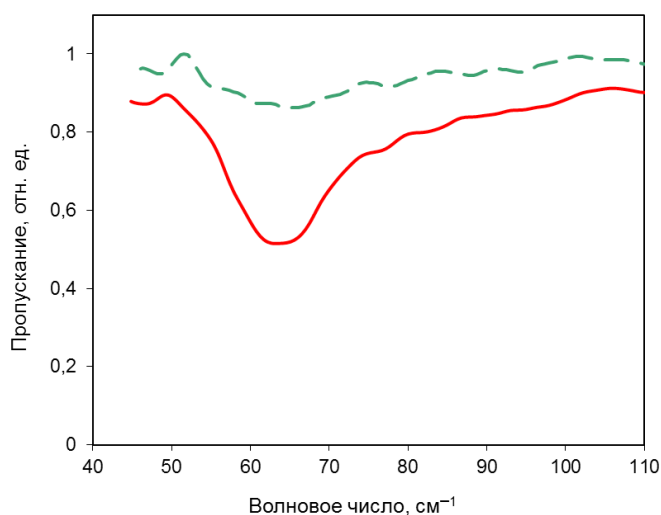


Рис. 4.8. Спектры пропускания массива из левовинтовых спиралей в зависимости от левовращающей (сплошная линия) или правовращающей (штриховая линия) поляризации падающего излучения

На рис. 4.9, 4.10 приведены результаты численного моделирования свойств метаматериала. Параметры структуры для моделирования были выбраны соответствующими экспериментальным образцам: $\delta_1 = 6 \cdot 10^{-6}$ м, $\delta_2 = 65 \cdot 10^{-9}$ м, $L = 14,4 \cdot 10^{-6}$ м, $\alpha = 53^\circ$, $\omega_0 = 12,6 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\rho = 2,42 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $N_h = 0,98 \cdot 10^{13}$ м⁻³.

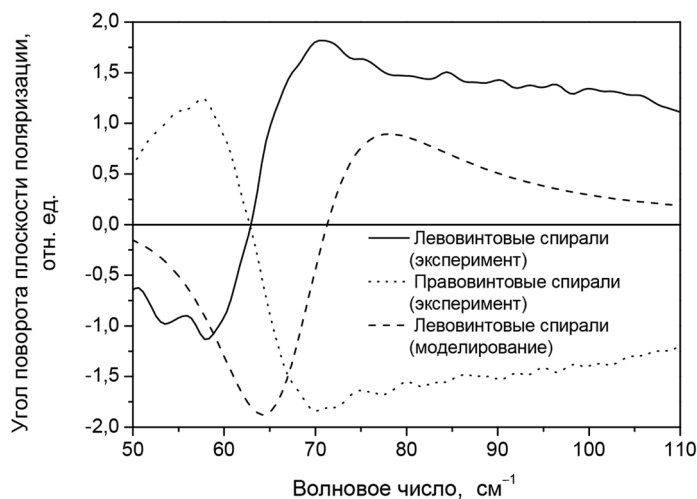


Рис. 4.9. Спектральная зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения, прошедшего сквозь метаматериал на основе спиралей (одной единице на оси ординат соответствует 5° ; наблюдение навстречу волне, направление отсчета положительных значений угла – по часовой стрелке)

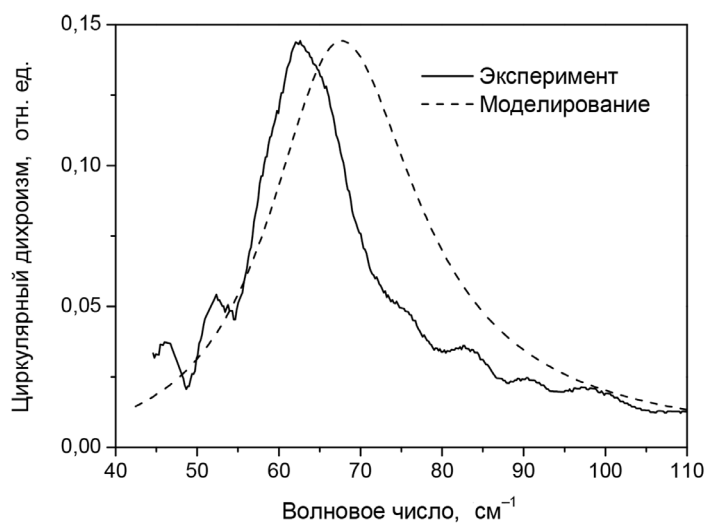


Рис. 4.10. Зависимость величины циркулярного дихроизма метаматериала на основе левовинтовых спиралей от частоты падающего излучения: сплошная линия – результаты расчета по формуле (4.41) на основе экспериментальных данных, проиллюстрированных на рис. 4.8; штриховая линия – результаты численного моделирования

С учетом вышеуказанных параметров экспериментального образца произведено численное моделирование свойств искусственной киральной структуры, а также сравнение результатов моделирования с результатами эксперимента по исследованию взаимодействия образца с электромагнитным излучением терагерцового диапазона.

В результате произведенного анализа можно сделать вывод, что с использованием предложенной модели реализуется удовлетворительное описание свойств искусственной структуры с сильно выраженной киральностью. Максимальные значения угла поворота плоскости поляризации для электромагнитной волны и циркулярного дихроизма среды, рассчитанные на основании предложенной модели, соответствуют наблюдаемым в эксперименте. Частотная зависимость рассчитанных величин, характеризующих киральные свойства среды, вблизи резонанса качественно согласуется с экспериментальными данными.

4.2. Исследование свойств слабоотражающих метаматериалов с компенсированной киральностью

4.2.1. Оптимизация расположения спиралей в массиве

В данном подразделе рассматривается оптимизация расположения спиралей в массиве для получения конкретных параметров, в том числе парных спиралей с противоположным направлением кручения.

В частности, образец со слабыми отражательными свойствами, состоящий из одновитковых спиралей с углом подъема $13,5^\circ$, должен содержать одинаковое количество правых и левых спиралей, они должны располагаться в плоскости образца как по вертикали, так и по горизонтали. При этом число вертикально и горизонтально расположенных спиралей должно быть одинаково, чтобы электромагнитные свойства были изотропными в плоскости образца.

С целью преодоления технологических трудностей при изготовлении образца, содержащего одновременно правые и левые спирали, можно изготовить два образца. Один состоит только из правых (вертикальных и горизонтальных), а второй только из левых (вертикальных и горизонтальных) спиралей. Искомый образец (пакет) получится путем накладывания первого на второй. Второй способ – изготовление образца на основе парных спиралей, расположенных вертикально и горизонтально в плоскости образца.

Проведены моделирование и расчет свойств образцов двумерных массивов парных спиралей. Такие массивы проявляют одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства, которые обусловлены оптимальной формой спиралей. В то же время киральные свойства искусственных структур являются скомпенсированными, поскольку используются парные оптимальные спирали с правым и левым направлением закручивания. В результате созданный

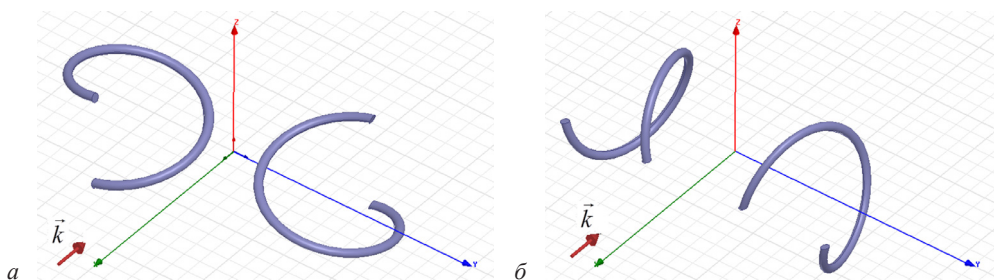


Рис. 4.11. Варианты взаимного расположения парных спиралей, использованные в целях компенсации киральности: *а* – оси правой и левой спирали параллельны; *б* – правая и левая спирали расположены на одной оси

метаматериал обладает в терагерцовом диапазоне волновым импедансом, близким к импедансу свободного пространства. С использованием компьютерного программного пакета ANSYS HFSS был проведен анализ необходимого взаимного расположения и ориентации парных спиралей, которые обеспечивают компенсацию киральности. Были рассмотрены два различных способа расположения парных спиралей. В данном подразделе мы использовали расположение парных спиралей на одной оси (рис. 4.11, *б*). Согласно моделированию, свойства образца ухудшаются, если оси спиралей в каждой паре параллельны (рис. 4.11, *а*).

4.2.2. Оценка влияния каркасного полупроводникового цилиндра и емкости зазора между концами правой и левой спиралей

Особенности технологии изготовления двумерных массивов парных металлических спиралей, правосторонних и левосторонних, с оптимальным углом подъема $\alpha = 13,5^\circ$ приводят к необходимости наличия у спиралей цилиндрических каркасов из напряженных полупроводниковых плёнок (рис. 4.12). Существенными в последующем рассмотрении являются объем боковой стенки таких цилиндрических элементов и их концентрация, поэтому они были рассчитаны.

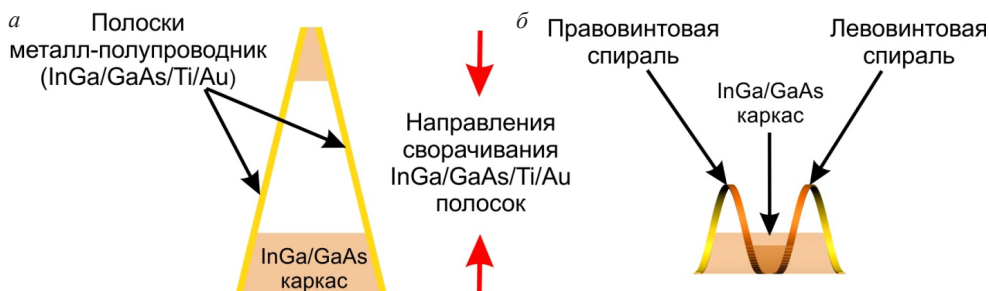


Рис. 4.12. К пояснению методики изготовления парных металлических спиралей: *а* – исходный плоский плёночный элемент; *б* – свернутая оболочка (вид сверху)

Необходимо оценить вклад полупроводниковых цилиндров, образующих каркас спиралей, в диэлектрическую проницаемость образца. Этот вклад должен быть пренебрежимо малым по сравнению с диэлектрической проницаемостью массива спиралей. В противном случае нарушится условие

$$\varepsilon_{эф} = \mu_{эф} \quad (4.44)$$

для эффективных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей образца в целом. Данное условие обеспечивает близость волнового импеданса образца к волновому импедансу свободного пространства, т. е. гарантирует безотражательные свойства образца в рассматриваемом диапазоне частот. Выполнение условия (4.44) обеспечивается предварительно рассчитанными оптимальными параметрами спиралей, в которых под действием падающей волны одновременно индуцируются электрические дипольные и магнитные моменты. Наличие цилиндров, используемых в качестве каркаса спиралей, не должно увеличивать коэффициент отражения волн от искусственной структуры, т. е. нарушать выполнение условия (4.44). Применяемые цилиндры не обладают магнитными свойствами, поэтому они также должны оказывать слабое влияние на эффективную диэлектрическую проницаемость образца в целом.

Для изготовления массива парных спиралей с правосторонним и левосторонним закручиванием необходимо использовать разъединенные металлические полоски. Длина каждой полоски приблизительно равна половине длины волны электромагнитного поля, т. е. выполняется условие главного резонанса. Если две металлические полоски будут соединены в одну, то длина образовавшейся полоски увеличится вдвое. Следовательно, резонансная частота электромагнитного поля понизится в 2,0 раза, при этом образовавшиеся спирали не будут иметь оптимальных параметров. Таким образом, исходные полоски должны быть разъединены и необходимо оценить минимальный допустимый зазор между полосками.

Было изучено влияние полупроводникового цилиндра, выполняющего роль механического каркаса спиралей, на свойства образца и показано, что вклад цилиндров в диэлектрическую проницаемость образца мал относительно вклада спиралей.

Выполнена также оценка влияния диэлектрической полоски, используемой для закрепления спиралей на подложке в заданном положении (рис. 4.13), на диэлектрическую проницаемость образца. Сделан вывод, что вклад диэлектрической полоски, в зависимости от ее размеров, меньше вклада полупро-

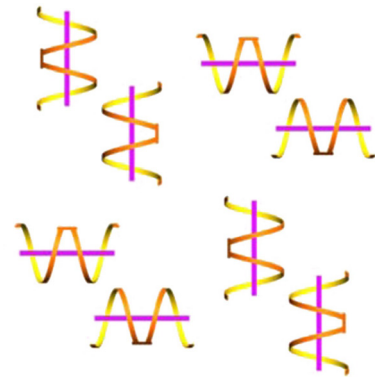


Рис. 4.13. Схема расположения металл-полупроводниковых спиралей в массиве (прямолинейными отрезками обозначены диэлектрические полоски, используемые для закрепления спирали на подложке)

водникового цилиндра в $3,9 \div 13,3$ раза, что также существенно меньше вклада спиралей в диэлектрическую проницаемость образца.

Рассчитана также емкость зазора между исходными полосками плёнки, из которых формируются парные спирали, и показано, что при ширине зазора 1 мкм, используемой в эксперименте (см. рис. 4.13), емкость спирали играет гораздо более значимую роль по сравнению с емкостью зазора.

4.2.3. Определение параметров решетки на основе анализа отраженной и прошедшей волн

Учтем, что для оптимальных спиралей выполняется универсальное соотношение (3.7).

В целях нахождения коэффициентов отражения и прохождения волны при взаимодействии излучения с образцом на основе парных спиралей решим граничную задачу для слоя, т. е. для структуры конечной толщины (рис. 4.14). Введем следующие обозначения: $\vec{E}^i$, $\vec{E}^r$, $\vec{E}^{\tau}$ – напряженность падающей, отраженной и прошедшей волны соответственно; L – эффективная толщина структуры.

Уравнения, соответствующие падающей, отраженной, прошедшей волнам и волне, распространяющейся в образце, представим в виде

$$\begin{aligned}\vec{E}^i &= E_0^i \vec{x}_0 e^{i\frac{\omega}{c}z - i\omega t}; \\ \vec{E}^r &= E_0^r \vec{x}_0 e^{-i\frac{\omega}{c}z - i\omega t}; \\ \vec{E}^{\tau} &= E_0^{\tau} \vec{x}_0 e^{i\frac{\omega}{c}z - i\omega t}; \\ \vec{E} &= E_0^+ \vec{x}_0 e^{ikz - i\omega t} + E_0^- \vec{x}_0 e^{-ikz - i\omega t}.\end{aligned}\tag{4.45}$$

Мы предполагаем, что падающая волна линейно поляризована и вектор $\vec{E}^i$ колеблется вдоль оси OX . Так как свойства образца изотропны в плоскости XOY , общность решения граничной задачи при сделанном предположении не нарушается.

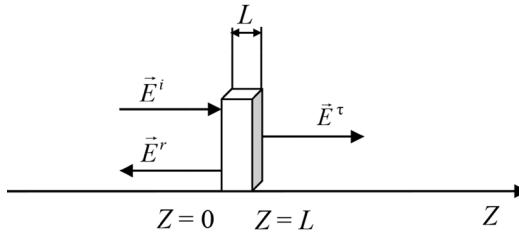


Рис. 4.14. Геометрическая схема граничной задачи

Условие непрерывности вектора $\vec{E}$ на границе образца при $Z = 0$ имеет вид

$$E_0^i + E_0^r = E_0^+ + E_0^- . \quad (4.46)$$

При $Z = L$ условие непрерывности вектора $\vec{E}$ можно записать следующим образом:

$$E_0^+ e^{ikL} + E_0^- e^{-ikL} = E_0^{\tau} e^{i\frac{\omega}{c}L} . \quad (4.47)$$

Используя условие непрерывности векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на границах образца, можно определить выражение для амплитуды отраженной волны:

$$E_0^r = \frac{\left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} - \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) (e^{-ikL} - e^{ikL}) E_0^i}{\left(1 - \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \right) e^{-ikL} + \left(1 + \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) \left(1 + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \right) e^{ikL}} , \quad (4.48)$$

где E_0^i — амплитуда падающей волны.

После вычисления квадрата ее модуля $|E_0^r|^2$ несложно найти коэффициент отражения $R = \frac{|E_0^r|^2}{|E_0^i|^2}$. В выражении (4.48) использовано соотношение для волнового числа $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon\mu}$, которое в общем случае является комплексной величиной.

Если при некоторой критической частоте выполняется равенство

$$\varepsilon = \mu, \quad (4.49)$$

то в соответствии с формулой (4.48) коэффициент отражения обращается в нуль: $R = 0$.

Для комплексной амплитуды прошедшей волны получим выражение

$$E_0^{\tau} = \frac{4E_0^i e^{i\frac{\omega}{c}L}}{\left(1 - \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \right) e^{-ikL} + \left(1 + \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \right) \left(1 + \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \right) e^{ikL}} , \quad (4.50)$$

используя которое можно найти коэффициент прохождения волны. В частном случае, когда на некоторой частоте выполняется соотношение (4.49), амплитуда прошедшей волны и коэффициент прохождения определяются соответствующими выражениями

$$E_0^\tau = \frac{E_0^i e^{\frac{i\omega}{c}L}}{e^{\frac{i\omega}{c}(\varepsilon' + i\varepsilon'')L}}; \quad (4.51)$$

$$T = \frac{|E_0^\tau|^2}{|E_0^i|^2} = e^{-2\frac{\omega}{c}\varepsilon''L}. \quad (4.52)$$

При их получении учтено, что диэлектрическая проницаемость метаматериала – комплексная величина: $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$.

Измеряя коэффициент прохождения T для излучения данной частоты, можно определить соответствующее ей значение мнимой части диэлектрической проницаемости ε'' , для чего необходимо знать также эффективную толщину структуры L , а также значение критической частоты.

Для излучения критической частоты коэффициент отражения $R = 0$, поэтому для него нельзя измерить действительную часть диэлектрической проницаемости ε' . Чтобы определить значение ε' , необходимо измерять коэффициенты отражения R и прохождения T для излучения, частота которого близка к критической.

Отметим, что решение граничной задачи, записанное в формулах (4.48), (4.50)–(4.52), оказалось существенно упрощенным в связи со следующими обстоятельствами:

- образец является изотропным в плоскости, перпендикулярной оси OZ , так как количество спиралей, ориентированных вдоль осей OX и OY , одинаково;
- искусственная структура не обладает киральными свойствами, так как она состоит из парных спиралей и в ней содержится одинаковое количество право- и левозакрученных спиралей;
- диэлектрические и магнитные свойства образца одинаково значимы, так как он состоит из спиралей с оптимальными параметрами.

4.2.4. Сравнение результатов эксперимента с результатами численного моделирования

Практическая реализация описанных метаматериалов на основе спиралей применительно к терагерцовому диапазону возможна с использованием недавно развитого российскими учеными метода точного 3D наноструктурирования [13–15]. В Институте физики полупроводников СО РАН были изготовлены образцы, которые представляют собой решетку из правых и левых металлических спиралей на полупроводниковых каркасах, пары спиралей располагаются горизонтально и вертикально в плоскости образца (рис. 4.15). Изображения на рис. 4.15 получены методом СЭМ (разные увеличение и ракурсы).

Параметры развернутых полосок, использованных при изготовлении отдельных спиралей с оптимальным углом подъема ($13,5^\circ$) и радиусом 12,4 мкм, следующие: длина – 65 мкм, ширина – 3 мкм. Полоски сделаны из плёнки $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ (16/40/3/65 нм). Концентрация спиралей в массиве – $2,3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$. Указанное значение угла подъема спирали, как показано в работах [18-А, 24-А], оптимально для обеспечения равенства электрической и магнитной поляризуемостей спирали.

В Институте физики полупроводников СО РАН были произведены экспериментальные исследования свойств изготовленных образцов, результаты которых проиллюстрированы на рис. 4.16, на котором приведены также

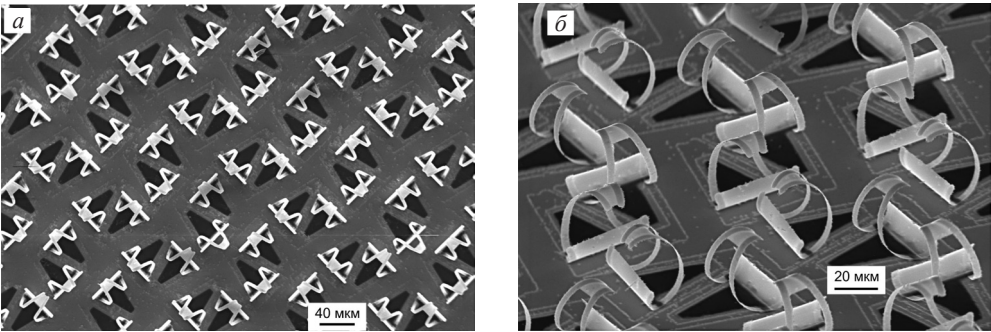


Рис. 4.15. СЭМ-изображение метаматериала, образованного одновитковыми спиралями на основе плёнки из $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$: *a* – вид сверху; *б* – вид под углом

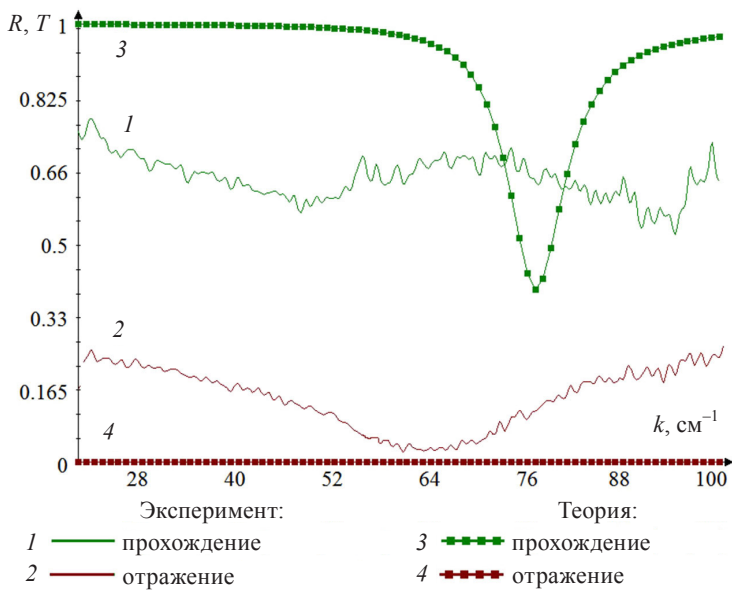


Рис. 4.16. Зависимость коэффициентов отражения и прохождения волн для метаматериала от волнового числа

результаты численного моделирования свойств искусственной анизотропной структуры. Параметры структуры для моделирования были выбраны соответствующими экспериментальным образцам: $L = 65 \cdot 10^{-6}$ м; $\alpha = 13,5^\circ$; $\omega_0 = 12,6 \cdot 10^{12}$ рад/с; $\rho = 2,42 \cdot 10^{-8}$ Ом·м; $N_h = 2,3 \cdot 10^{13}$ м⁻³.

Таким образом, на основе парных гладких спиралей с оптимальными параметрами создан образец метаматериала с низким коэффициентом отражения и компенсированной киральностью, произведено численное моделирование его свойств, а также сравнение с экспериментально полученными спектральными зависимостями коэффициентов отражения и прохождения электромагнитного излучения терагерцового диапазона.

Полученный метаматериал на основе массива парных спиралей проявляет одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства, которые обусловлены оптимальной формой спиралей. В то же время киральные свойства искусственной структуры являются скомпенсированными, поскольку используются парные оптимальные спирали с правым и левым направлением закручивания. В результате созданный метаматериал обладает в терагерцовом диапазоне волновым импедансом, близким к импедансу свободного пространства.

Изучено влияние полупроводникового цилиндра, используемого в качестве каркаса для металлических спиралей, на свойства образца. Рассчитана емкость зазора между исходными полосками плёнки, из которых формируются парные спирали. Проведено сравнение емкости зазора и спиралей.

Решена граничная задача и проведены расчеты для определения коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны в зависимости от параметров образца. Решение граничной задачи подтверждает, что вблизи ранее определенной резонансной частоты образец проявляет слабые отражательные свойства.

На основе полученных результатов возможны разработка и создание метаматериалов в терагерцовом диапазоне, состоящих из оптимальных спиральных элементов. Вероятно также создание новых метаматериалов с отрицательным показателем преломления для реализации плоской «линзы» в терагерцовом диапазоне.

В результате сравнения экспериментальных графиков и результатов моделирования можно сделать вывод, что предложенная модель удовлетворительно описывает свойства искусственной структуры с компенсированной киральностью. Частотная зависимость коэффициентов прохождения и отражения, рассчитанная на основании предложенной модели, качественно согласуется с экспериментальными данными.

Отличие результатов численного моделирования от результатов, наблюдаемых в эксперименте (см. рис. 4.16), имеющее место для некоторых характеристик спиральных элементов, объясняется недостаточной толщиной металлических слоев и их высокой неоднородностью.

4.3. Исследование свойств высокопоглощающего метаматериала с компенсированной киральностью на подложке

4.3.1. Решение граничной задачи и расчет коэффициентов пропускания и отражения электромагнитной волны от структуры метаматериал–подложка, содержащей поглощающий слабо отражающий двумерный массив искусственных бианизотропных элементов

В целях определения взаимного расположения и ориентации в пространстве парных спиралей, при котором возможна компенсация киральности в сильнопоглощающем метаматериале, в ходе анализа учитывались такие же условия относительно угла подъема и количества парных спиралей, как и в предыдущем подразделе.

Образец со слабыми отражательными свойствами, состоящий из одновитковых спиралей с углом подъема $13,5^\circ$, должен содержать одинаковое количество правых и левых спиралей, которые должны располагаться в плоскости образца как по вертикали, так и по горизонтали (рис. 4.17). При этом число вертикально и горизонтально расположенных спиралей должно быть одинаково, чтобы электромагнитные свойства были изотропными в плоскости образца.

Учтем, что для оптимальных спиралей выполняется универсальное соотношение (3.7).

Рассмотрим образец на основе парных спиралей и решим граничную задачу для слоя на подложке, т. е. для структуры конечной толщины (рис. 4.18).

Будем описывать волны в рассматриваемой системе следующими уравнениями:

– падающую волну

$$\vec{E}^i = E_0^i \vec{x}_0 e^{-i\frac{\omega}{c}z + i\omega t};$$

– отраженную волну

$$\vec{E}^r = E_0^r \vec{x}_0 e^{i\frac{\omega}{c}z + i\omega t};$$

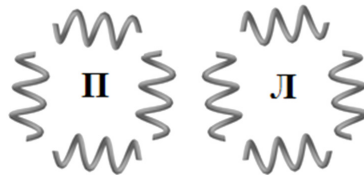


Рис. 4.17. Структура слоя с включениями спиральной формы (фрагмент):
П – правые спирали; Л – левые спирали

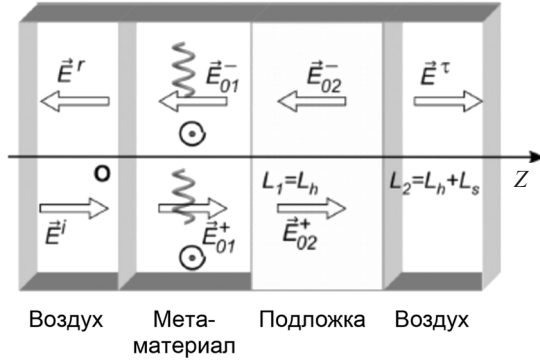


Рис. 4.18. Геометрическая схема к постановке граничной задачи

– волну в структуре, образованной спиралями,

$$\vec{E}^h = E_{01}^+ \vec{x}_0 e^{-ik_1 z + i\omega t} + E_{01}^- \vec{x}_0 e^{ik_1 z + i\omega t};$$

эта структура имеет диэлектрические и магнитные свойства, но не является киральной, так как состоит из парных спиралей (правых и левых) и параметр киральности в слое компенсирован (см. рис. 4.17);

– волну в подложке

$$\vec{E}^s = E_{02}^+ \vec{x}_0 e^{-ik_2 z + i\omega t} + E_{02}^- \vec{x}_0 e^{ik_2 z + i\omega t};$$

– волну, прошедшую через весь образец (слой спиралей и подложку),

$$\vec{E}^\tau = E_0^\tau \vec{x}_0 e^{-i\frac{\omega}{c}z + i\omega t}.$$

Условие непрерывности вектора напряженности электрического поля на границах раздела сред в рассматриваемой системе запишем в виде

– при $Z = 0$

$$E_0^i + E_0^r = E_{01}^+ + E_{01}^-; \quad (4.53)$$

– при $Z = L_h = L_1$

$$E_{01}^+ e^{-ik_1 L_1} + E_{01}^- e^{ik_1 L_1} = E_{02}^+ e^{-ik_2 L_1} + E_{02}^- e^{ik_2 L_1}; \quad (4.54)$$

– при $Z = L_s + L_h = L_2$

$$E_{02}^+ e^{-ik_2 L_2} + E_{02}^- e^{ik_2 L_2} = E_0^\tau e^{-i\frac{\omega}{c}L_2}. \quad (4.55)$$

Учтем, что для вакуума (воздуха) волновое число равно $k = \frac{\omega}{c}$ и относительная магнитная проницаемость $\mu = 1$, а волновое число для волн, распространяющихся в слое из спиралей, равно $k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$. Затем вычислим напряженность магнитного поля в соответствии со следующими формулами:

– поле в среде

$$\vec{H} = \frac{k}{\omega \mu_0 \mu} [\vec{z}_0 \vec{E}];$$

– для падающей и прошедшей волны

$$\vec{H} = \frac{1}{c \mu_0} [\vec{z}_0 \vec{E}];$$

– для отраженной волны

$$\vec{H} = -\frac{1}{c \mu_0} [\vec{z}_0 \vec{E}].$$

В результате получим:

– для падающей волны

$$\vec{H}^i = \frac{1}{c \mu_0} E_0^i \vec{y}_0 e^{-i \frac{\omega}{c} z + i \omega t};$$

– для отраженной волны

$$\vec{H}^r = -\frac{1}{c \mu_0} E_0^r \vec{y}_0 e^{i \frac{\omega}{c} z + i \omega t};$$

– для волны в слое спиралей

$$\vec{H}^{(1)} = \frac{1}{c \mu_0} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} E_{01}^+ \vec{y}_0 e^{-i k_1 z + i \omega t} - \frac{1}{c \mu_0} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}} E_{01}^- \vec{y}_0 e^{i k_1 z + i \omega t};$$

– для волны в подложке

$$\vec{H}^{(2)} = \frac{1}{c \mu_0} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} E_{02}^+ \vec{y}_0 e^{-i k_2 z + i \omega t} - \frac{1}{c \mu_0} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}} E_{02}^- \vec{y}_0 e^{i k_2 z + i \omega t};$$

– для прошедшей волны

$$\vec{H}^\tau = \frac{1}{c \mu_0} E_0^\tau \vec{y}_0 e^{-i \frac{\omega}{c} z + i \omega t}.$$

Условие непрерывности вектора напряженности магнитного поля на границах раздела сред запишем в виде следующих уравнений:

– при $Z = 0$

$$E_0^i - E_0^r = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}(E_{01}^+ - E_{01}^-); \quad (4.56)$$

– при $Z = L_1$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}(E_{01}^+ e^{-ik_1 L_1} - E_{01}^- e^{ik_1 L_1}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}(E_{02}^+ e^{-ik_2 L_1} - E_{02}^- e^{ik_2 L_1}); \quad (4.57)$$

– при $Z = L_2$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}(E_{02}^+ e^{-ik_2 L_2} - E_{02}^- e^{ik_2 L_2}) = E_0^t e^{-i\frac{\omega}{c} L_2}. \quad (4.58)$$

Решая граничную задачу, сформулированную в системе шести уравнений (4.53)–(4.58), можно определить отношение амплитуд отраженной и падающей волн и представить его в виде

$$\frac{E_0^r}{E_0^i} = \frac{r_{01} + r_{12} e^{-2ik_1 L_1} + r_{20} e^{-2ik_2(L_2-L_1)} (r_{01} r_{12} + e^{-2ik_1 L_1})}{1 + r_{01} r_{12} e^{-2ik_1 L_1} + r_{20} e^{-2ik_2(L_2-L_1)} (r_{12} + r_{01} e^{-2ik_1 L_1})}, \quad (4.59)$$

где $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$ – импеданс; $r_{01} = \frac{\eta_1 - 1}{\eta_1 + 1}$ – коэффициент отражения на границе воздух–слой со спиралью (воздух–метаматериал); $r_{12} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1}$ – коэффициент отражения на границе (метаматериал–подложка); $r_{20} = \frac{1 - \eta_2}{1 + \eta_2}$ – коэффициент отражения на границе подложка–воздух; $t_{01} = \frac{2\eta_1}{\eta_1 + 1}$ – коэффициент пропускания на границе воздух–метаматериал; $t_{12} = \frac{2\eta_2}{\eta_1 + \eta_2}$ – коэффициент пропускания на границе метаматериал–подложка; $t_{20} = \frac{2}{\eta_2 + 1}$ – коэффициент пропускания на границе подложка–воздух.

Можно не учитывать вклад волны, отраженной от границы подложка–воздух. Для этого возможны три причины:

– импеданс подложки равен импедансу воздуха, т. е. $\eta_2 = 1$ или $r_{20} = 0$;

– в подложке происходит затухание волн, и если она достаточно толстая, то $L_2 \gg L_1$, и тогда

$$e^{-2ik_2(L_2-L_1)} = e^{-2i(k_2+ik_2')(L_2-L_1)} = e^{-2ik_2(L_2-L_1)} e^{-2k_2'(L_2-L_1)} \rightarrow 0;$$

– если измерения проводятся в импульсном режиме и подложка достаточно толстая, то имеется сильное запаздывание второго импульса относительно основного импульса, отраженного от метаматериала и первой границы подложки; тогда этот дополнительный отраженный импульс в эксперименте можно легко отделить от основного.

Во всех трех случаях из выражения (4.59) получаем формулу

$$R = \frac{E_0^r}{E_0^i} = \frac{r_{01} + r_{12}e^{-2ik_1L_1}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-2ik_1L_1}}, \quad (4.60)$$

где R – амплитудный коэффициент отражения от всей структуры на подложке. Можно преобразовать (4.60), если ввести показатель преломления и коэффициент поглощения метаматериала:

$$R = \frac{E_0^r}{E_0^i} = \frac{r_{01} + r_{12}e^{\frac{(-2i\frac{\omega}{c}n_1' - a)L_1}}}{1 + r_{01}r_{12}e^{\frac{(-2i\frac{\omega}{c}n_1' - a)L_1}}}, \quad (4.61)$$

где n_1' – показатель преломления метаматериала, $2k_1'' = a$ – коэффициент поглощения метаматериала (k_1'' – мнимая часть волнового числа для метаматериала).

Аналогично введем обозначение $\frac{E_0^r}{E_0^i} = T$ для амплитудного коэффициента пропускания всей структуры на подложке. Решая систему уравнений (4.53)–(4.58), определим его явное выражение:

$$T = \frac{t_{01}t_{12}t_{20}e^{\frac{i\omega}{c}L_2 - ik_1L_1 - ik_2(L_2-L_1)}}{1 + r_{01}r_{12}e^{-2ik_1L_1} + r_{20}e^{-2ik_2(L_2-L_1)}(r_{12} + r_{01}e^{-2ik_1L_1})}. \quad (4.62)$$

Метаматериал характеризуется низким коэффициентом отражения, так как при некоторой частоте ω_0 волновой импеданс метаматериала равен волновому импедансу свободного пространства, и $r_{01} = 0$. Тогда $t_{01} = 1$ и в этом случае формулу (4.62) можно упростить:

$$T(\omega_0) = \frac{t_{12}t_{20}e^{\frac{i\omega}{c}L_2 - ik_1L_1 - ik_2(L_2-L_1)}}{1 + r_{12}r_{20}e^{-2ik_2(L_2-L_1)}}. \quad (4.63)$$

Подложка является прозрачной в рассматриваемом диапазоне терагерцовых частот, тогда $k_2 = k_2^*$ – действительное число. Величины t_{20} и t_{12} тоже действительные, так как на частоте, равной ω_0 , импеданс $\eta_1 = 1$.

Теперь находим коэффициент прохождения на частоте ω_0 , вычисляемый для мощности волны:

$$|T(\omega_0)|^2 = \frac{t_{12}^2 t_{20}^2 e^{-2\frac{\omega_0}{c}\epsilon_1 L_1}}{1 + 2r_{12}r_{20} \cos(2k_2(L_2 - L_1)) + r_{12}^2 r_{20}^2}. \quad (4.64)$$

На частоте ω_0 выполняется равенство $\epsilon_1 = \mu_1$ т. е. метаматериал имеет одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства. Поэтому

$$k_1 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} = \frac{\omega_0}{c} \epsilon_1 \text{ и } k_1'' = \frac{\omega_0}{c} \epsilon_1''. \quad (4.65)$$

Анализируя формулу (4.65), видим, что волновое число для рассматриваемого здесь метаматериала прямо пропорционально первой степени диэлектрической проницаемости, а не $\epsilon^{1/2}$, как это имеет место в электродинамике обычных диэлектрических сред. Следовательно, исследуемый метаматериал при условии $\epsilon_1' > 1$ имеет больший показатель преломления, чем обычный диэлектрик. В то же время при условии $\epsilon_1'' < 1$ коэффициент поглощения такого метаматериала меньше, чем у обычного поглощающего диэлектрика.

Если рассматривать метаматериал без подложки, то $r_{12} = 0$, $r_{20} = 0$ и

$$|T_0(\omega_0)|^2 = e^{-2k_1'' L_1} = e^{-2\frac{\omega_0}{c}\epsilon_1'' L_1}. \quad (4.66)$$

Данная формула была ранее получена в статье [39-А].

Используя формулу (4.64) и измеряя $T(\omega_0)$, можно рассчитать мнимую часть диэлектрической проницаемости метаматериала $\epsilon_1''(\omega_0)$, если известны параметры подложки, так как на этой частоте импеданс метаматериала равен 1. На частоте ω_0 метаматериал согласован со свободным пространством, поэтому

$$\eta_1 = 1, r_{12} = \frac{\eta_2 - 1}{\eta_2 + 1}, r_{20} = \frac{1 - \eta_2}{1 + \eta_2}.$$

Значит, для частоты ω_0 $r_{12} = -r_{20}$. Теперь получаем

$$|T(\omega_0)|^2 = \frac{(1 - r_{20}^2)^2 e^{-2\frac{\omega_0}{c}\epsilon_1'' L_1}}{1 - r_{20}^2 2 \cos(2k_2(L_2 - L_1)) + r_{20}^4}. \quad (4.67)$$

Этот коэффициент меньше, чем при прохождении волн только через подложку, за счет экспоненциального множителя в числителе, который учитывает поглощение волн в метаматериале.

Рассмотрим формулу (4.60), применимую в импульсном режиме, на частоте ω_0 . Тогда $r_{01} = 0$, $r_{12} = -r_{20}$ и можно найти коэффициент отражения, вычисляемый для мощности волны:

$$|R(\omega_0)|^2 = r_{20}^2 e^{-4 \frac{\omega_0}{c} \varepsilon_1 L_1}, \text{ так как } k_1 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} = \frac{\omega_0}{c} \varepsilon_1. \quad (4.68)$$

Этот коэффициент меньше, чем при отражении волн только от подложки, так как имеет место поглощение волн в метаматериале.

Из эксперимента, проведенного для подложки в отдельности, были получены ее коэффициенты отражения и прохождения для терагерцовых волн. Эти коэффициенты можно также вычислить при решении граничной задачи, полагая $L_1 = 0$: $|R_s|^2 = r_{20}^2$.

Только для подложки

$$|T_s|^2 = \frac{(1 - r_{20}^2)^2}{1 - r_{20}^2 2 \cos(2k_2 L_s) + r_{20}^4}, \quad (4.69)$$

где толщина подложки $L_s = L_2 - L_1$.

Для сравнения результатов расчетов и эксперимента можно ввести нормированные коэффициенты отражения и прохождения волн

$$R_n(\omega) = |R(\omega)| / |R_s(\omega)| \text{ и } T_n(\omega) = |T(\omega)| / |T_s(\omega)| \quad (4.70)$$

путем деления на амплитудные коэффициенты отражения и прохождения волн для подложки в отдельности. Тогда для резонансной частоты при условии отсутствия отражения волн на границе воздух–метаматериал можно получить простое соотношение

$$R_n(\omega_0) = T_n^2(\omega_0). \quad (4.71)$$

Формула (4.71) является следствием того обстоятельства, что волны отражаются только на границе метаматериал–подложка. Поэтому отраженная волна в импульсном режиме проходит поглощающий слой со спиралью два раза, а пропущенная волна – только один раз.

4.3.2. Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования

Образцы метаматериалов на основе спиралей, рассчитанные для исследований, были изготовлены методом точного 3D наноструктурирования [13–15] и экспериментально исследованы в терагерцовом диапазоне в Институте фи-

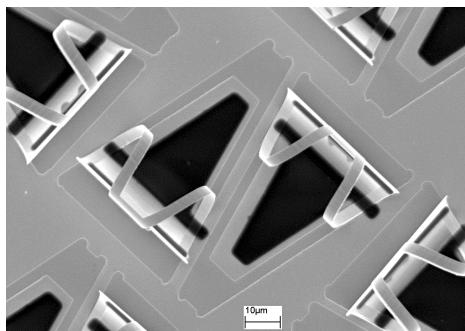


Рис. 4.19. СЭМ-изображение метаматериала, состоящего из сформированных из плёнки $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ одновитковых спиралей

зики полупроводников СО РАН. СЭМ-изображение массива сформированных $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ одновитковых спиралей представлено на рис. 4.19. Пары спиралей располагаются горизонтально и вертикально в плоскости образца.

Параметры полосы в развернутом состоянии следующие: длина – 77 мкм, ширина – 3 мкм. Полоски сделаны из плёнки $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Ti}/\text{Au}$ (16/40/4/40 нм). Угол подъема спирали – $13,5^\circ$, радиус – 12,4 мкм. Концентрация спиралей в массиве – $2,3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$. Используемый угол подъема спирали, равный $13,5^\circ$, является оптимальным для равенства электрической и магнитной поляризуемостей спирали, как показано в работах [18-А, 24-А].

Для проведения экспериментальных исследований в терагерцовом диапазоне был разработан и практически реализован лазерно-оптический стенд, в котором использован фемтосекундный лазер на основе $\text{KYW} : \text{Yb}$, генерирующий импульсы излучения с длиной волны излучения 1030 нм и длительностью импульса $\tau \sim 100$ фс. Оптическая схема стенда изображена на рис. 4.20. Экспериментальные исследования спектров пропускания и отражения образцов метаматериалов, изготовленных в Институте физики полупроводников СО РАН, выполнялись также в Институте физики НАН Беларуси; при этом измерение сигналов производили в соответствии с методом регистрации временных профилей импульсов терагерцового излучения (time-domain spectroscopy – TDS).

Фотопроводящие антенны эмиттера и детекторов ТГц излучения возбуждались импульсами лазерного излучения со средней мощностью ~ 15 мВт. Для обеспечения оптимальных значений мощностей возбуждения использовали аттенуатор (на рис. 4.20 не показан) и соответствующие светоделители, разработанные для использования с лазерными импульсами фемтосекундных длительностей. С целью минимизации фазовых искажений излучения фемтосекундных длительностей вследствие дисперсии групповых скоростей при отражении применяли металлические зеркала 3-1–3-4, а также трехзеркальный уголкового отражателя с покрытием из золота для линии задержки. На рис. 4.21, 4.22 представлены результаты моделирования и сравнение с экспериментом нормированных коэффициентов отражения и прохождения.

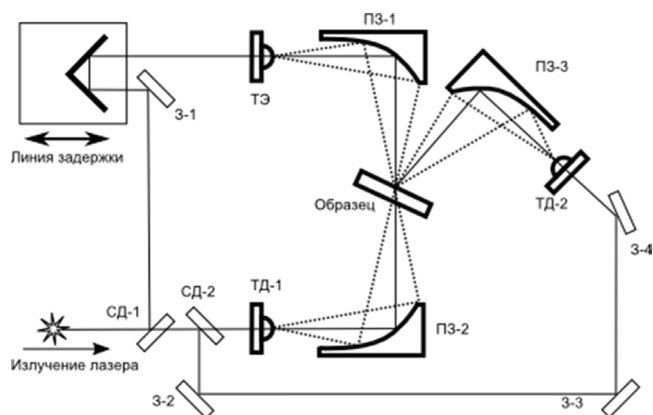


Рис. 4.20. Оптическая схема стенда для исследования спектров пропускания и спектров отражения образцов метаматериалов в терагерцовом диапазоне: СД-1, СД-2 – светоделители; 3-1–3-4 – зеркала; ПЗ-1–ПЗ-3 – параболические зеркала; ТЭ – эмиттер терагерцового излучения; ТД-1, ТД-2 – детекторы терагерцового излучения

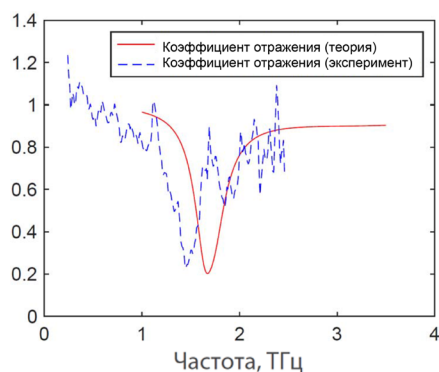


Рис. 4.21. Зависимость коэффициента отражения волн от структуры метаматериал–подложка от частоты падающего излучения

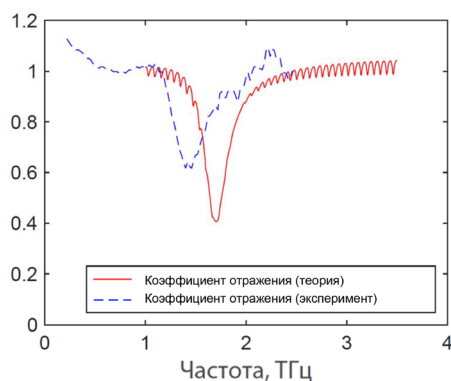


Рис. 4.22. Зависимость коэффициента прохождения волн через структуру метаматериал–подложка от частоты падающего излучения

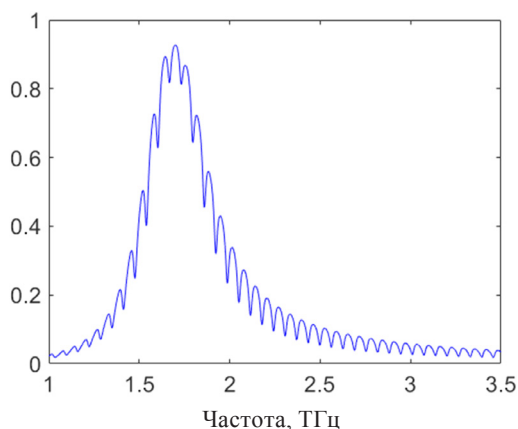


Рис. 4.23. Зависимость коэффициента поглощения волн для структуры метаматериал–подложка от частоты падающего излучения

Параметры структуры для численного моделирования выбраны соответствующими параметрам экспериментальных образцов: $L = 77 \cdot 10^{-6}$ м, $\alpha = 13,5^\circ$, $\omega_0 = 12,6 \cdot 10^{12}$ рад/с, $\rho = 2,42 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $N_h = 2,3 \cdot 10^{13}$ м⁻³.

На рис. 4.23 представлены результаты моделирования абсолютного коэффициента поглощения образца при предположении, что подложка не поглощает.

Нормировка проводилась на пустую подложку, поэтому измеренные нормированные коэффициенты прохождения и отражения иногда превышают единицу. Кривая на рис. 4.22 показывает осцилляции, обусловленные резонансами Фабри–Перо, которые возникают внутри пластины за счет ее конечной толщины. Осцилляций на рис. 4.21 нет, потому что в данном случае не учитывалось отражение от второй границы подложки.

В результате сравнения экспериментальных графиков и результатов моделирования (см. рис. 4.21, 4.22) можно сделать вывод, что предложенная модель удовлетворительно описывает свойства искусственной структуры метаматериал–подложка. Частотная зависимость коэффициентов прохождения и отражения, рассчитанная на основании предложенной модели, согласуется с экспериментальными данными.

4.4. Запасенная и поглощенная энергия поля в киральных однокомпонентных метаматериалах с потерями

В данном подразделе приводятся теоретические результаты оценки плотности энергии электромагнитного поля и поглощенной энергии в диспергирующих поглощающих киральных однокомпонентных метаматериалах, которые состоят из ансамбля идентичных винтовых резонаторов как включений. Форма спирального резонатора может варьироваться в широких пределах: от прямого провода до плоского разрезанного кольца. Изучается взаимодействие включений с гармоническими циркулярно поляризованными электромаг-

нитными плоскими волнами. Основное внимание уделяется тому, как форма включения влияет на упомянутые свойства метаматериала. Полученное общее решение задачи хорошо согласуется с предыдущими частными и альтернативными решениями, полученными для резонаторов с разрезанными кольцами, прямых проводов и спиралей. Определена оптимальная геометрия спиральных резонаторов с потерями для наибольшей селективности их взаимодействия с циркулярно поляризованным излучением.

Знание энергии электромагнитного поля, запасенной и рассеиваемой в различных материалах, важно как с физической точки зрения, так и для приложений (например, эти величины определяют эффективность и пропускную способность антенн, включая наноэмиттеры). Известно, что плотность энергии электромагнитного поля в материалах может быть однозначно определена в терминах эффективных параметров материала только в случае незначительных потерь [16]. Для искусственных материалов на основе металлических или диэлектрических включений различной формы, называемых метаматериалами, поглощением можно пренебречь, когда рабочая частота удалена от резонансных частот включений и резонанса решетки, если материал является периодическим. Однако наиболее интересные явления происходят в резонансных режимах. Если материал обнаруживает значительные потери вблизи интересующей частоты, невозможно определить плотность запасенной энергии обычным путем, т. е. выражая в терминах функции диэлектрической и магнитной проницаемостей материала [16]. Только в случае, если известна внутренняя структура среды и применима специфическая модель дисперсии (например, Лоренца или Друде), можно определить и найти запасенную реактивную энергию в терминах параметров дисперсионной модели (резонансной частоты или плазменной частоты, а также коэффициента затухания) даже при значительных потерях.

Плотность энергии электромагнитного поля в таких материалах с потерями неоднократно рассматривалась, и развиты несколько различных методов [264–269]. Например в работе [264] определена энергия электромагнитного поля в поглощающей однокомпонентной диэлектрической некиральной среде; в работе [265] представлен общий подход, позволяющий определить плотность накопленной энергии в комплексном композитном микроволновом материале; необходимо отметить, что в работе [269] сделана важная поправка к методу, приведенному в работе [265].

В данном подразделе изучается плотность энергии и поглощение в киральных композитах, образованных спиральными включениями. Плотность энергии в киральных средах с потерями была изучена в работах [270–272], которые определяют плотность энергии для случая линейной поляризации и дополняют наши исследования, в которых основное внимание уделяется эффектам поляризационной селективности взаимодействия с циркулярно поляризованным излучением в композитах со спиральными включениями разных форм. Используя микроскопические и макроскопические модели, авторы ра-

боты [272] предлагают решения для средней плотности полной энергии макроскопического квазимонохроматического электромагнитного поля в области нормальной дисперсии для магнитоэлектрической среды с пренебрежимо малыми потерями и средней плотности энергии макроскопического квазимонохроматического электромагнитного поля в киральной среде с потерями в зависимости от показателя преломления и характеристического импеданса среды. В сравнении с решениями, полученными в данном подразделе, решения из работы [272] не могут быть использованы для изучения зависимости от угла подъема спирали и оптимизации электромагнитных свойств киральной среды.

Предлагаемый здесь подход в целом применим для метаматериалов, состоящих из одинаковых частиц любой спиральной формы, включая предельные случаи прямолинейного проводника, разрезанных колец и омега-частиц. Чтобы найти наиболее общие выражения, мы исследуем композитные киральные метаматериалы, состоящие из массива спиралей различной формы (от прямолинейного проводника до разрезанных колец) в условиях главного полуволнового резонанса: $L \approx \lambda / 2$, где L – полная длина спирального проводника. Необходимо отметить, что когда метаматериал состоит из любого другого вида идентичных частиц, которые не могут быть образованы из спиралей, выражения должны быть получены для конкретной формы частиц, но подход к выводам, которые здесь представлены, остается в силе.

4.4.1. Альтернативные подходы

4.4.1.1. Непоглощающие композиты

Уравнения связи для изотропных киральных материалов или метаматериалов имеют форму

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} - j\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa_{em} \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} + j\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \kappa_{me} \vec{E}, \quad (4.72)$$

где $\kappa_{em} = \kappa_{me}$ – параметр киральности. Для кирального метаматериала в отсутствие поглощения, но при наличии дисперсии, усредненную по времени плотность энергии можно найти в терминах параметров материала

$$\begin{aligned} \langle w \rangle = & \frac{1}{4} \varepsilon_0 \frac{d}{d\omega} (\omega \varepsilon_r) \vec{E} \vec{E}^* + \frac{1}{4} \mu_0 \frac{d}{d\omega} (\omega \mu_r) \vec{H} \vec{H}^* - \\ & - j \frac{1}{4} \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \frac{d}{d\omega} (\omega \kappa_{em}) (\vec{E}^* \vec{H} - \vec{E} \vec{H}^*) \end{aligned} \quad (4.73)$$

и эти выражения действительны для любой формы или форм, составляющих компонент. Для циркулярно поляризованной плоской волны нами получена формула

$$\begin{aligned} \langle w \rangle = & \frac{\varepsilon_0}{4} \frac{d(\omega \varepsilon_r)}{d\omega} \left(|\vec{E}_+|^2 + |\vec{E}_-|^2 \right) + \frac{\varepsilon_0}{4} \frac{\varepsilon_r}{\mu_r} \frac{d(\omega \mu_r)}{d\omega} \left(|\vec{E}_+|^2 + |\vec{E}_-|^2 \right) + \\ & + \frac{\varepsilon_0}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_r}} \frac{d(\omega \kappa)}{d\omega} \left(|\vec{E}_+|^2 - |\vec{E}_-|^2 \right), \end{aligned} \quad (4.74)$$

где $\kappa = \kappa_{em}$, право (+) и лево (−) поляризованные волны описываются следующим образом: $\vec{E}_\pm = E_{0\pm} (\vec{x}_0 \mp j\vec{y}_0) \exp(j\omega t - jkz)$. Как обычно принято в радиофизике, здесь мы называем циркулярно поляризованную волну «правой», если ее вектор электрического поля вращается по часовой стрелке, когда наблюдатель смотрит в направлении распространения волны. Для амплитуд полей плоских волн соотношение между векторами электрического и магнитного поля записываются как $\vec{H}_\pm = \pm j \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\mu_0 \mu_r}} \vec{E}_\pm$ [273, гл. 2].

Интересен факт, что эти соотношения между векторами электрического и магнитного поля не содержат параметр киральности в явном виде. В результате, мы пришли к физически важному заключению, что и вектор Пойнтинга для плоских волн в киральной среде также не зависит от параметра киральности. Однако выражения (4.73) и (4.74) теряют силу, если потери в среде являются значительными.

Рассмотрим следующий важный случай, изображенный на рис. 4.24, где образец состоит из проводящих спиральных элементов.

В частности, нас интересуют так называемые оптимальные спирали. Оптимальные спирали, введенные и изученные в работах [18-А, 21-А, 24-А, 40-А, 50-А, 68-А, 79-А], взаимодействуют только с волнами одной из двух ортогональных круговых поляризаций. Геометрические параметры таких спиралей известны. Например, для одноовитковой спирали оптимальный угол подъема $\alpha = 13,65^\circ$ определен при условии главного полуволнового

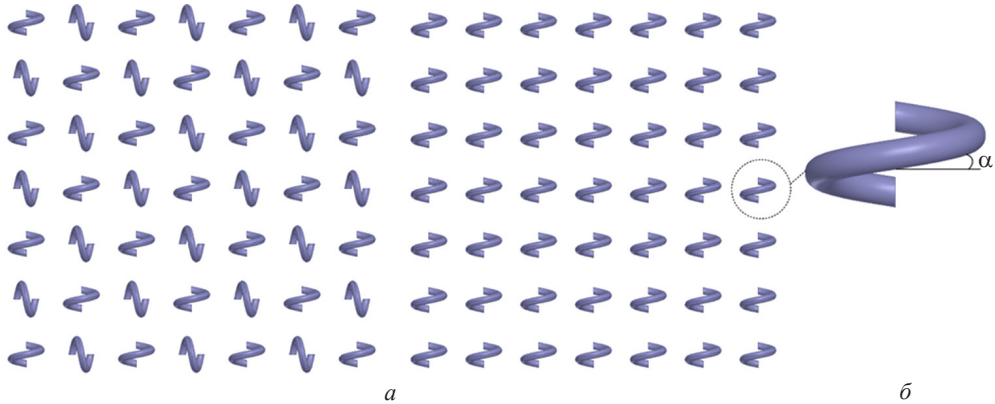


Рис. 4.24. Пример массива (изотропного или одноосного) (а), состоящего из одноовитковых спиральных элементов (б)

резонанса. Необходимо отметить, что для метаматериалов, образованных оптимальными спиралями, материальные параметры связаны между собой формулой

$$\varepsilon_r \approx \mu_r \approx 1 \pm \kappa. \quad (4.75)$$

Это соотношение означает, что метаматериал, формируемый оптимальными спиралями, проявляет одинаково значимые диэлектрические, магнитные и киральные свойства. Для действительной и мнимой частей мы имеем $\varepsilon'_r \approx \mu'_r \approx 1 \pm \kappa'$ и $\varepsilon''_r \approx \mu''_r \approx \pm \kappa''_r$ соответственно. Для $\kappa' > 0$ (т. е. для спирали с правой намоткой) оказывается, что циркулярно поляризованная мода с амплитудой E_{0-} не поглощается. Случай $\kappa' < 0$ (т. е. для спирали с левой намоткой) приводит к отсутствию поглощения циркулярно поляризованной моды с амплитудой E_{0+} . Тот же вывод справедлив для запасенной энергии.

Сначала рассмотрим случай, когда частота возбуждения приближается к резонансной частоте. Хотя поглощение волн в этом частотном диапазоне пренебрежимо мало, частотная дисперсия параметров материала уже проявляется. В отсутствие потерь, т. е. при условии, что $\varepsilon_r = \varepsilon_r^*$, $\mu_r = \mu_r^*$, $\kappa_r = \kappa_r^*$, соотношение (4.74) приближенно выполняется в рассматриваемом частотном диапазоне. Для правых спиралей ($\kappa > 0$) усредненная по времени плотность энергии равна

$$\langle w \rangle \approx \frac{1}{2} \varepsilon_0 \left(|\vec{E}_+|^2 + |\vec{E}_-|^2 \right) + \varepsilon_0 \frac{d}{d\omega} (\omega \kappa) |\vec{E}_+|^2, \quad (4.76)$$

где первое слагаемое справа представляет собой энергию электромагнитного поля в вакууме, а второе слагаемое – энергию спирали в поле только одной циркулярной моды, так как вторая циркулярная мода не возбуждает спираль. Для левых спиралей ($\kappa < 0$) усредненная по времени плотность энергии принимает форму

$$\langle w \rangle \approx \frac{1}{2} \varepsilon_0 \left(|\vec{E}_+|^2 + |\vec{E}_-|^2 \right) - \varepsilon_0 \frac{d}{d\omega} (\omega \kappa) |\vec{E}_-|^2. \quad (4.77)$$

Таким образом, разница состоит в знаке второго слагаемого справа в формуле (4.77). Конечно же, в этом случае спираль активируется волной с циркулярной поляризацией, противоположной случаю в выражении (4.76).

4.4.1.2. Поглощающие однокомпонентные среды

Для моделирования поглощающих однокомпонентных киральных сред мы используем классическую модель свободных электронов, осциллирующих гармонично с частотой волны возбуждения. Поскольку электроны проводимости ограничены в проволоке с конечной длиной, эти гармонические колебания могут быть резонансными. Проводник, образующий элемент метамате-

риала, имеет конечную длину, поэтому в нем появляется стоячая волна электрического тока. Амплитуда этой волны значительно возрастает в условиях резонанса. Обычно на практике элементы метаматериала выполнены из тонкого проводящего провода или полоски. Тогда условие резонанса определяется главным образом длиной этого проводника. Резонансы возникают, когда целое число полуволн электрического тока укладывается на длине проводника. Поэтому резонансные частоты для тонких проводников могут приблизительно определяться формулой

$$\omega_{0n} = \frac{\pi c n}{L},$$

где c – скорость света в вакууме; n – целое число, определяющее номер моды колебания; L – длина проводника.

Отклонения от точной обратной пропорциональности обусловлены двумя причинами: открытостью резонатора и конечностью диаметра провода; взаимодействием многих идентичных включений в метаматериале. Все параметры одиночных частиц – эффективные феноменологические параметры, учитывающие влияние взаимодействия частиц. В частности, разница между локальными полями, действующими на каждую частицу, и усредненным макроскопическим полем приводит к сдвигу резонансной частоты и компенсации потерь излучения от отдельных спиралей [274].

Для описания резонансных гармонических колебаний электронов проводимости в стоячей волне электрического тока в метаматериале следует не только принимать во внимание гармоническое внешнее поле, но и ввести в рассмотрение восстанавливающую (возвращающую) силу, действующую на электроны в направлении, противоположном их смещениям вдоль провода. Из теории гармонических колебаний известно, что величина этой восстанавливающей силы должна быть пропорциональна смещению электронов проводимости вдоль провода, т. е. $f_{rest} = -ks$. Поэтому такая сила называется квазиупругой. Здесь s – смещение электрона, k – эффективный коэффициент, который может быть выражен в зависимости от резонансной частоты как $k = m\omega_0^2$. Повторим, что физической причиной появления такой восстанавливающей силы является тот факт, что движение электронов проводимости ограничено в проволоке конечных размеров. Как показано численным моделированием в работе [50-A], в условиях полуволнового возбуждения резонансная частота зависит в основном от длины провода, если его толщина мала. В этом случае форма проводов и форма элемента метаматериала мало влияют на резонансную частоту. Например, в работе [50-A] было исследовано изменение числа витков для оптимальных спиралей. В этом случае форма спирали, а именно угол подъема, также изменился. Было показано, что относительное изменение резонансной частоты составляет около 3 % для постоянной длины провода в выпрямленном состоянии.

Используемая модель колебания электронов по спиральным траекториям на самом деле является классической моделью природного кирального материала; см., например, классическую книгу [260]. Осцилляторная модель малых резонансных проволочных (и других) металлических рассеивателей является классической, используемой многими авторами ранее. Эта модель была успешно проверена экспериментами; в качестве примера экспериментальной проверки специально для спиралей можно привести работу [275], в которой антенная модель используется для расчета поляризуемости спирали и электромагнитного поля, рассеянного спиралью. Однако в этой работе не была рассчитана энергия электромагнитного поля в сформированной спиралью структуре.

Основное приближение, используемое в данном подразделе, состоит в том, что рассматривается только одна резонансная частота колебаний электронов. Для метаматериалов такое приближение оправдано, поскольку они состоят из резонансных «мета-атомов». Природные киральные вещества обычно имеют молекулярные спектры поглощения, характеризующиеся определенной полосой поглощения. В отличие от молекул природных веществ мета-атомы имеют дискретные спектры поглощения, в которых резонансные частоты значительно отличаются друг от друга. При наличии нескольких резонансных частот мета-атома, необходимо добавить вычисление энергии поля для каждого резонанса отдельно. Метод, используемый нами, позволяет напрямую отслеживать то, как энергия поля в метаматериале формируется из потенциальной и кинетической энергии осциллирующих электронов проводимости. В известных частных случаях результаты совпадают с результатами, полученными с использованием других подходов к вычислению энергии поля, например в рамках модели эквивалентной схемы. Известны частные случаи, рассмотренные ранее в работах [265–269], которые относятся к средам, образованным прямолинейными проводниками и разрезанными кольцами, т. е. к искусственным структурам, обладающим диэлектрическими и магнитными свойствами. В данном подразделе мы рассматриваем метаматериалы, состоящие из металлических спиралей, т. е. более общий случай искусственной структуры, которая одновременно обладает диэлектрическими, магнитными и киральными свойствами. Мы отвечаем на вопрос о том, как энергия электромагнитного поля изменяется, если среда характеризуется не только диэлектрической и магнитной проницаемостями, но также и параметром киральности. Поскольку в киральном метаматериале собственные моды электромагнитного поля имеют круговую поляризацию, можно предположить, что электромагнитная энергия будет различной для правой и левой волны с круговой поляризацией.

Энергия одного электрона равна

$$W_e = \Pi_e + K_e = \frac{ks^2}{2} + \frac{mv^2}{2},$$

где s – смещение электрона вдоль спирали; v – скорость электронов вдоль спирали; m – масса электрона; k – эффективный коэффициент, описывающий квазиупругую силу, действующую на электрон в направлении, противоположном его смещению.

Предельный результат этой модели совпадает с предыдущими результатами [264, 265], в частности для прямолинейного проволочного осциллятора и резонатора в виде разрезанного кольца. Как частный случай сначала рассмотрим электроны, колеблющиеся вдоль прямого провода. Уравнение движения электрона в однокомпонентной среде с одной резонансной частотой имеет вид $m\ddot{x} = -eE_x - kx - \gamma\dot{x}$, где электрическое поле $E_x = E_{0x} \exp(j\omega t)$ и смещение $x = x_0 \exp(j\omega t)$ гармонически зависят от времени. Решение для уравнения движения принимает вид следующей комплексной функции:

$$x = -\frac{e}{m} \frac{E_x}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma}, \quad (4.78)$$

где $\Gamma = \frac{\gamma}{m}$. Электрическое поле, возбуждающее одно конкретное включение, называемое локальным полем, отличается от усредненного макроскопического поля E_x . Это различие учитывается с помощью эффективного макроскопического значения резонансной частоты ω_0 , которая зависит не только от параметров одного включения, но и от концентрации включений, также как коэффициент потерь Γ учитывает только диссипацию потерь в частице, поскольку потери излучения компенсируются за счет взаимодействия частиц [274].

Введем потенциальную и кинетическую энергию, следуя хорошо известному способу

$$\langle \Pi \rangle_t = \frac{1}{2} k \langle x'^2 \rangle_t, \quad \langle K \rangle_t = \frac{1}{2} m \langle v'^2 \rangle_t. \quad (4.79)$$

Здесь x' и v' – действительная часть смещения электрона и его скорость, которые в общем случае определяются как комплексные функции. Угловые скобки означают усреднение по времени. Принимая во внимание полученное решение уравнения движения, мы можем найти сумму потенциальной и кинетической энергий (4.79):

$$\langle \Pi \rangle_t + \langle K \rangle_t = \frac{1}{4} \frac{e^2}{m} E_{0x} E_{0x}^* \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2}, \quad (4.80)$$

которая верна в случае только одной колеблющейся заряженной частицы (например, электрона).

Для получения объемной плотности энергии нам необходимо учитывать концентрацию электронов проводимости $N = N_e V_c N_c$, где N_e – концентрация

электронов в металле, $V_c = LS$ – объем проводящего элемента, формирующего метаматериал, в данном случае это прямой провод, N_c – концентрация проводящих включений метаматериала. Кроме того, мы добавляем энергию самого поля и получаем

$$\langle w_{el} \rangle_t = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \left(1 + N \frac{e^2}{m \varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \right) E_x E_x^*. \quad (4.81)$$

В этом выражении энергия электронов проводимости и энергия поля усредняется во времени по периоду колебаний. Мы видим, что на этом этапе моделирования появляется хорошо известное выражение для циклической плазменной частоты

$$\omega_p^2 = \frac{N e^2}{m \varepsilon_0}.$$

В частности, для метаматериала, состоящего из прямых проводников, относительная диэлектрическая проницаемость принимает вид

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j \omega \Gamma}. \quad (4.82)$$

Используя это соотношение для циклической плазменной частоты, объемную плотность энергии можно записать в виде

$$\langle w_{el} \rangle_t = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \left(1 + \frac{\omega_p^2 (\omega_0^2 + \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \right) E_x E_x^*. \quad (4.83)$$

Формула (4.83) была получена ранее в работах [264–266] с помощью иных подходов и приближений.

Для энергии электрического поля, поглощенной в единице объема за единицу времени, известно соотношение

$$\langle Q_{el} \rangle_t = -\frac{1}{2} \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r'' |E|^2,$$

где

$$\varepsilon_r'' = -N \frac{e^2}{m \varepsilon_0} \frac{\omega \Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} < 0 -$$

мнимая часть относительной диэлектрической проницаемости. Отметим, что энергия поля уменьшается по мере того, как диссипативные силы совершают отрицательную работу над электронами, замедляя их. Как обычно, мы можем рассматривать работу сил, которые замедляют электроны dA_{dis} . Она проведена в течение периода времени dt в физически малом объеме dV . В этом случае выполняется соотношение

$$\frac{dA_{dis}}{dt dV} = -\gamma(v')^2 N = -Q_{el}, \quad (4.84)$$

где $v' = \text{Re}(\dot{x})$ – действительная часть скорости электрона, тормозящая сила одного электрона равна $-\gamma v'$, и соответствующая мощность равна $-\gamma(v')^2$. Переходя к единице объема, необходимо умножить мощность на концентрацию электронов N . Формула (4.84) подтверждает, что если поглощенная энергия положительна ($Q_{el} > 0$), то работа диссипативных сил dA_{dis} отрицательна.

4.4.1.3. Поглощающие киральные среды: зависимость от угла подъема спирали

Для спиральной модели, рассматривающей более сложный путь движения электронов, мы используем уравнение движения

$$m\ddot{s} = -ks - \gamma\dot{s} - eE_s, \quad (4.85)$$

где $s = s_0 \exp(j\omega t)$ – смещение заряженной частицы по спиральной траектории (s_0 – амплитуда смещения); $E_s = E_x \sin \alpha$ – компонента поля, касательная к спирали (ось спирали направлена вдоль ось x , α – угол подъема спирали, который находится как

$$\sin \alpha = \pm \frac{1}{\sqrt{1 + q^2 r^2}}.$$

Здесь знак «+» соответствует правой спирали, а знак «-» – левой спирали, $|q| = 2\pi / h$, где h – шаг спирали, r – радиус спирали, $q > 0$ для правой спирали и $q < 0$ для левой спирали).

Уравнение (4.85) является стандартным уравнением для вынужденных колебаний частицы при наличии потерь. Левая часть уравнения содержит произведение массы и ускорения электрона, в правой части написана сумма всех действующих на электрон сил. Первое слагаемое в правой части уравнения описывает возвращающую силу, действующую в направлении, противоположном смещению электрона. Без этой силы резонансные колебания электронов проводимости были бы невозможны. Второе слагаемое в правой части уравнения (4.85) описывает замедляющую силу, что приводит к потерям ме-

ханической энергии осциллирующего электрона. Третье слагаемое в правой части уравнения описывает электрическую силу, действующую на электрон со стороны электромагнитной волны. Ускорение электрона и все эти силы направлены вдоль касательной к траектории электрона, т. е. вдоль оси спирального проводника.

Главный резонанс тонкого проволочного провода конечной длины имеет место, когда длина провода приблизительно равна половине длины волны электромагнитного поля. Если радиус кривизны провода очень большой по сравнению с диаметром провода (случай, который рассматривается) и провод не пересекает или не прикасается к себе, изменение формы проводящей проволоки не приводит к каким-либо значительным сдвигам в резонансной частоте. Какой бы ни была форма тонкого проводника, электрический ток в нем направлен вдоль оси провода. Следовательно, коэффициент в уравнении (4.85) для электрона зависит, прежде всего, от общей длины тонкого проводника, а не от формы проводника. Коэффициент k имеет вид

$$k = m\omega_0^2 = m\left(\frac{\pi c}{L}\right)^2,$$

где L – длина проводника для любой из рассматриваемых форм. Например, если проводник имеет форму одновитковой спирали, можно записать L в явном виде $L = \sqrt{(2\pi r)^2 + h^2}$ (r – радиус спирали; h – шаг спирали). Переходя к прямому проводу, имеем $r = 0$ и $h = L$.

Будем учитывать внешнее магнитное поле $B_x = B_{0x} \exp(j\omega t)$, колеблющееся вдоль оси спирали и пронизывающее петли спирали. Согласно закону электромагнитной индукции Фарадея, можно записать, что

$$-E \cdot 2\pi r = \pi r^2 \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad (4.86)$$

где E – составляющая вихревого электрического поля, ортогональная оси спирали. Последнее соотношение приводит к формуле

$$E = -\frac{1}{2} r j \omega B_x. \quad (4.87)$$

Теперь можно вычислить компоненту электрического поля, касательную к спирали:

$$E_s = E \cos \alpha = -j\omega \frac{r}{2} B_x \cos \alpha,$$

где косинус угла подъема спирали равен

$$\cos \alpha = \frac{qr}{\sqrt{1 + q^2 r^2}}.$$

Смещение электрона вдоль спирали, обусловленное электрическим и магнитным полями, имеет вид

$$s = -\frac{e}{m} \frac{E_x \sin \alpha - j \frac{\omega r}{2} B_x \cos \alpha}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma}. \quad (4.88)$$

Обобщая методы, которые мы использовали выше для метаматериалов, состоящих из прямолинейных проводников, можем вычислить усредненную по времени энергию осциллирующих электронов, локализованную в спирали:

$$\langle \Pi \rangle_t + \langle K \rangle_t = \frac{e^2}{4m} \frac{(\omega_0^2 + \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \left(E_{0x} E_{0x}^* \sin^2 \alpha + \frac{\omega^2 r^2}{4} B_{0x} B_{0x}^* \cos^2 \alpha + \right. \\ \left. + j \frac{\omega r}{2} \sin \alpha \cos \alpha (E_{0x} B_{0x}^* - E_{0x}^* B_{0x}) \right). \quad (4.89)$$

Для соотношения (4.89) можно рассмотреть два частных предельных случая:

– полагая, что $\alpha = \frac{\pi}{2}$ (прямолинейный проводник), мы приходим к формуле (4.80);

– полагая, что $\alpha = 0$ (разрезанные кольца), а затем умножая на концентрацию электронов N и добавляя энергию магнитного поля (в вакууме), получаем

$$\langle w_m \rangle_t = \frac{1}{4} \mu_0 |H|^2 + (\langle \Pi \rangle_t + \langle K \rangle_t) N = \frac{1}{4} \mu_0 |H|^2 + \\ + \frac{1}{4} N \frac{e^2}{m} \frac{(\omega_0^2 + \omega^2) \frac{\omega^2 r^2}{4} B_{0x} B_{0x}^*}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2}. \quad (4.90)$$

Для метаматериала с искусственными магнитными свойствами благодаря току в резонаторах в виде разрезанных колец, относительная магнитная проницаемость равна

$$\mu_r = 1 + \frac{A_1 \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma}, \quad (4.91)$$

где $A_1 = \frac{1}{4} \mu_0 \frac{Ne^2}{m} r^2$.

Теперь усредненная по времени энергия магнитного поля имеет вид

$$\langle w_m \rangle_t = \frac{1}{4} \mu_0 \left(1 + \frac{A_1 \omega^2 (\omega_0^2 + \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \right) |H|^2. \quad (4.92)$$

Формула (4.92) была получена ранее в работах [265, 266] для структур с искусственными магнитными свойствами. Напомним, что в этой формуле, как указано выше, коэффициент $1/4$ появляется после усреднения плотности энергии по времени.

Вернемся к более сложному случаю, когда электроны колеблются в спирали так, что материал проявляет одновременно диэлектрические, магнитные и киральные свойства. В этом случае мы используем общее выражение для энергии одного электрона (4.80), умноженной на концентрацию электронов проводимости, и добавляем энергию как электрического, так и магнитного поля:

$$\langle w \rangle_t = \frac{1}{4} \varepsilon_0 E_{0x} E_{0x}^* + \frac{1}{4} \mu_0 H_{0x} H_{0x}^* + (\langle \Pi \rangle_t + \langle K \rangle_t) N. \quad (4.93)$$

Используем материальные уравнения (4.72), которые справедливы для эффектов первого порядка пространственной дисперсии, т. е. для случаев, когда пространственными производными второго порядка полей можно пренебречь при рассмотрении реакции частиц (обычно это означает, что киральность слабая). Материальные уравнения (4.72) содержат параметр киральности $\kappa = \kappa_{em}$ только в первой степени, поэтому в следующих уравнениях мы также должны сохранить параметр киральности в первой степени. Сохранение параметра киральности с более высокими степенями в расчетах нецелесообразно, поскольку их точность ограничена исходными используемыми материальными уравнениями. Учитывая это, мы используем приближенное соотношение $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ при преобразовании формул (4.89), (4.93) и получим

$$\begin{aligned} \langle w \rangle_t = & \frac{\varepsilon_0}{4} E_{0x} E_{0x}^* \left(1 + \frac{1}{A \varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \right) + \\ & + \frac{\mu_0}{4} H_{0x} H_{0x}^* \left(1 + \frac{\mu_0 M^2}{A} \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \right) + \\ & + \frac{1}{4} \frac{\mu_0 M}{A} j (E_{0x} H_{0x}^* - E_{0x}^* H_{0x}) \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2}. \end{aligned} \quad (4.94)$$

Это уравнение содержит в третьем слагаемом справа удельное кручение спиральной траектории электрона q в первой степени, которое входит в коэффициент M . Следовательно, киральные свойства метаматериала в этом выражении учитываются в первом приближении, как и должно быть сделано. Преимущество формулы (4.94) состоит в том, что она определяет предельное значение для объемной плотности энергии при $\omega = \omega_0$, т. е. на резонансной частоте, где поглощение является сильным. Здесь использованы обозначения

$$A = m \frac{r^2 q^2 + 1}{N e^2} \text{ и } M = \frac{r^2 q \omega}{2}.$$

Для метаматериалов, состоящих из спиралей, относительная диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость и киральность равны

$$\begin{aligned}\varepsilon_r &= 1 + \frac{1}{A\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}, \\ \mu_r &= 1 + \mu \frac{M^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}, \\ \kappa &= \frac{M}{A} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\Gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}.\end{aligned}$$

Для плоских волн усредненная энергия $\langle w \rangle_t$ принимает вид

$$\begin{aligned}\langle w \rangle_t &= \frac{1}{4} \varepsilon_0 (|E_{0+}|^2 + |E_{0-}|^2) \left(1 + \frac{1}{A\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} \right) + \\ &+ \frac{1}{4} \varepsilon_0 \left| \frac{\varepsilon_r}{\mu_r} \right| (|E_{0+}|^2 + |E_{0-}|^2) \left(1 + \frac{\mu_0 M^2}{A} \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2} \right) + \\ &+ \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \frac{M}{4A} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_r^*}{\mu_r^*}} + \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_r}} \right) (|E_{0+}|^2 - |E_{0-}|^2) \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}. \quad (4.95)\end{aligned}$$

Для оптимальных спиралей на резонансной частоте выполняется соотношение $\frac{M}{c} = \pm 1$ или $\frac{r^2 q \omega}{c} = \pm 2$, $\varepsilon_r = \mu_r$, знак «+» соответствует правым спиральям, а знак «-» – левым спиральям.

Для метаматериалов, состоящих только из правых спиралей, имеет место соотношение

$$\langle w \rangle_t \approx \frac{1}{2} \varepsilon_0 (|E_{0+}|^2 + |E_{0-}|^2) + \frac{1}{A} |E_{0+}|^2 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\Gamma^2}. \quad (4.96)$$

Первое слагаемое в формуле (4.96) – это энергия двух циркулярно поляризованных мод в вакууме, включающая энергии электрического и магнитного полей; второе слагаемое – энергия взаимодействия одной моды со спиральями, поскольку ортогонально поляризованная мода не взаимодействует с правыми

спиралями. Для метаматериалов, состоящих только из левых оптимальных спиралей, справедливо соотношение

$$\langle w \rangle_t \approx \frac{1}{2} \varepsilon_0 (|E_{0+}|^2 + |E_{0-}|^2) + \frac{1}{A} |E_{0-}|^2 \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2}, \quad (4.97)$$

которое показывает, что в этом случае метаматериал взаимодействует только с волной ортогональной круговой поляризации. Вычисляя потерю энергии электромагнитных полей в метаматериале, находим, что поглощенная энергия в единице объема за единицу времени равна $\langle Q \rangle_t = \langle \gamma(v')^2 N \rangle_t$ (см. пояснения после формулы (4.84)).

Для спиралей, оси которых ориентированы вдоль оси x , поглощенная энергия записывается следующим образом:

$$\langle Q \rangle_t = -\frac{\omega}{2} \left(\varepsilon_0 \varepsilon_r'' |E_{0x}|^2 + \mu_0 \mu_r'' |H_{0x}|^2 + j \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} (E_{0x} H_{0x}^* - E_{0x}^* H_{0x}) \kappa'' \right). \quad (4.98)$$

Если структура изотропна, т. е. спирали ориентированы вдоль осей x и y в равных концентрациях, необходимо учитывать компоненты полей E_{0y} , H_{0y} . В этом случае формула (4.98) легко обобщается. Для лучшей ясности вычисления, как и раньше, рассмотрим только спирали, ориентированные вдоль оси x . Если мы вычитаем энергию поля в вакууме, энергия, запасенная в спиральных на частоте ω_0 , записывается следующим образом:

$$\langle w \rangle_t(\omega_0) - \frac{1}{4} \varepsilon_0 |E_{0x}|^2 - \frac{1}{4} \mu_0 |H_{0x}|^2 = \langle w_{stor} \rangle_t(\omega_0), \quad (4.99)$$

$$\langle w_{stor} \rangle(\omega_0) = \frac{1}{2} \frac{1}{\Gamma^2} \frac{1}{A} \left(|E_{0x}|^2 + \mu_0^2 M^2 |H_{0x}|^2 + \mu_0 M j (E_{0x} H_{0x}^* - E_{0x}^* H_{0x}) \right), \quad (4.100)$$

$$\frac{\langle w_{stor} \rangle_t(\omega_0)}{\langle Q \rangle_t(\omega_0) \cdot T} = \frac{\omega_0}{2\pi\Gamma}, \quad T = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (4.101)$$

Эти формулы показывают, что когда коэффициент затухания Γ увеличивается, запасенная энергия (4.100) уменьшается быстрее, существенно уменьшая поглощенную энергию за период изменения поля. Для небольших, но ненулевых величин Γ значительная запасенная энергия увеличивает поглощенную энергию за период времени T . Для плоских волн поглощенная энергия может быть представлена следующим образом:

$$\langle Q \rangle_t = -\frac{\omega}{2} \varepsilon_0 \times \\ \times \left(\left(\varepsilon_r'' + \mu_r'' \left| \frac{\varepsilon_r}{\mu_r} \right| \right) (|E_{0+}|^2 + |E_{0-}|^2) + \kappa'' \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_r^*}{\mu_r^*}} + \sqrt{\frac{\varepsilon_r}{\mu_r}} \right) (|E_{0+}|^2 - |E_{0-}|^2) \right), \quad (4.102)$$

где $E_{0\pm}$ – амплитуды циркулярно поляризованных волн; '' – мнимая часть; * – комплексное сопряжение.

Формулы (4.95) и (4.102), полученные для спирально-структурированных метаматериалов, совпадают с уже известными результатами для линейно поляризованных волн в метаматериалах, образованных прямыми проводниками или кольцевыми резонаторами. Это подтверждается выражениями (4.83) и (4.92), полученными с помощью различных методов [264–266]. Однако такие метаматериалы не проявляют киральные свойства в отличие от метаматериалов, состоящих из спиралей. В последнем случае метаматериал демонстрирует селективные свойства, различные для правых и левых циркулярно поляризованных волн. Поэтому энергия поля, запасенная и поглощенная в киральном метаматериале, должна быть рассчитана специально для циркулярно поляризованной волны. В рамках других известных подходов такой расчет энергии ранее не выполнялся.

4.4.2. Численные примеры

Для количественного анализа полученных теоретических результатов нами построена типичная зависимость запасенной и рассеянной энергии $\langle w \rangle_t^\pm$ и $\langle Q \rangle_t^\pm$ как функций частоты и угла подъема спирали. Здесь знаки $\pm$ обозначают правые и левые циркулярно поляризованные волны соответственно. Напомним, что здесь мы называем циркулярно поляризованную волну «правой», когда ее вектор электрического поля вращается по часовой стрелке, если наблюдатель смотрит в направлении распространения волны. Такое определение правой циркулярно поляризованной волны принято в радиофизике. Численные результаты представлены на рис. 4.25 для следующих значений параметров: $N = 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$, $\Gamma = 0,03\omega_0$.

Из анализа данного рисунка следует, что существует специальная геометрия одноовитковых правых спиралей с углом подъема около $13,7^\circ$, при котором взаимодействие с левой модой минимально. Мы называем этот тип спирали «оптимальным». Однако существует еще один экстремальный угол подъема спирали, около 48° , при котором взаимодействие с правой модой имеет максимум. Также интересно оценить угол подъема для максимальной разности энергий между двумя модами. Разность энергий максимальна для 45° . Заметим, что части рис. 4.25, в и г построены в логарифмическом масштабе. При этом угле подъема, однако, энергия левой моды существенно больше, чем

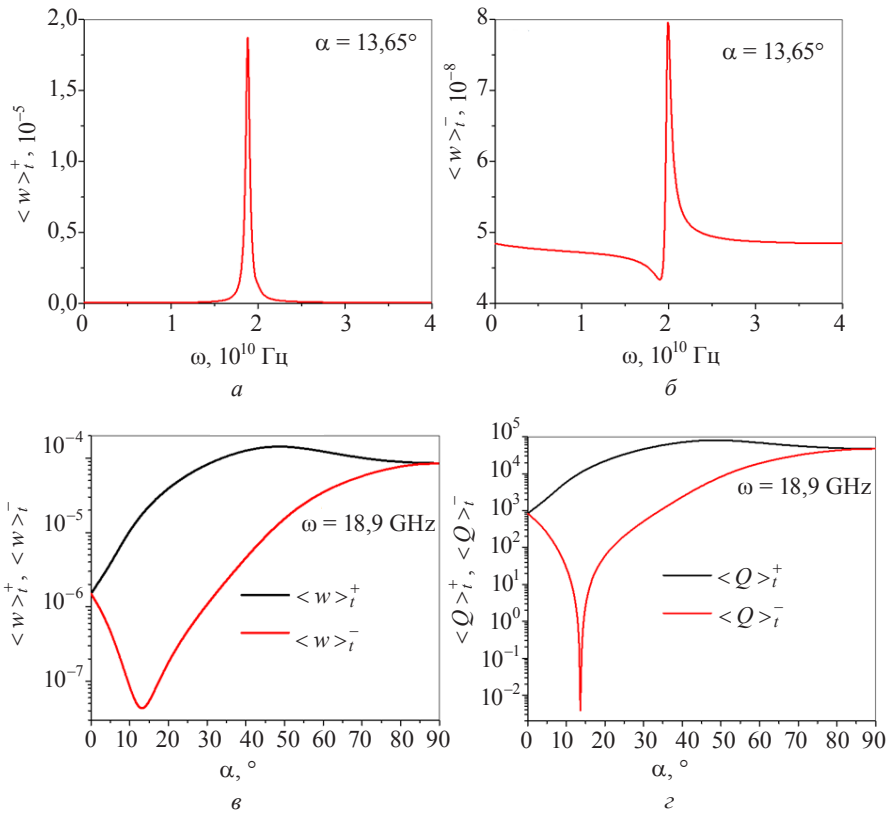


Рис. 4.25. Плотность энергии для оптимальных спиралей ($\alpha = 13,65^\circ$) в поле правой циркулярно поляризованной волны (формула (4.95)) в относительных единицах в зависимости от частоты (а); плотность энергии для оптимальных спиралей ($\alpha = 13,65^\circ$) в поле левой циркулярно поляризованной волны (формула (4.95)) в зависимости от частоты (б); плотность энергии для произвольных (в общем неоптимальных) спиралей (формула (4.95)) в зависимости от угла подъема спирали для правой (+) и левой (–) мод на резонансной частоте ($\omega = 18,9$ ГГц) (в), поглощенная энергия для тех же спиралей (формула (4.102)) в зависимости от угла подъема спирали для правой (+) и левой (–) мод на резонансной частоте ($\omega = 18,9$ ГГц) (г)

для оптимальной спирали. Аналогичная тенденция наблюдается и для поглощенной энергии на рис. 4.25, г. Интересно сравнить эти результаты с выводами работы [276], где было введено понятие «объектов максимальной киральности». В указанной статье «максимальная киральность» соответствует оптимальным спиральям, введенным и изученным в работах [18-А, 21-А, 24-А, 40-А, 50-А, 68-А, 79-А], т. е. спиральям, которые взаимодействуют только с волнами одной из двух ортогональных поляризаций. Однако представленные результаты показывают что экстремальная киральность может быть определена на основе других критериев: максимально сильного взаимодействия с одной из циркулярно поляризованных мод или максимальной разности реактивных энергий объекта в поле правых или левых поляризованных волн. Очевидно,

что наиболее приемлемый критерий определяется задуманным применением исследуемого кирального объекта.

В данном подразделе плотность электромагнитной энергии в диспергирующей киральной структуре, состоящей из спиралей, была аналитически определена с учетом сильной дисперсии и потерь. Результаты получены с использованием нескольких подходов: общего подхода, спиральной модели и подхода, основанного на модели однокомпонентной среды. Плотность запасенной энергии и поглощенная энергия в метаматериалах, состоящих из спиральных элементов, определены в зависимости от частоты и угла подъема спирали. Мы определили геометрические параметры спирали для максимальной селективности взаимодействия с правыми и левыми циркулярно поляризованными волнами и обсудили критерии определения «максимально киральных» объектов. Результаты могут быть использованы для оптимизации киральных форм для конкретных приложений от микроволн до оптики. Хотя исследование сосредоточено на киральных эффектах, разработанные методы могут быть использованы для изучения более общих бианизотропных частиц, таких как омегообразные или псевдокиральные частицы [64].

Выводы

В настоящей главе проведены аналитические расчеты, в соответствии с которыми были созданы экспериментальные образцы кирального метаматериала, а также метаматериала с компенсированной киральностью. На примере образцов проведено численное моделирование их электромагнитных свойств, а также сравнение с экспериментальными результатами взаимодействия метаматериала с электромагнитным излучением в терагерцовом диапазоне.

Показано, что оптимальные спирали в дальнейшем могут найти широкое применение, например для создания безотражательных покрытий, а также метаматериалов с отрицательным преломлением электромагнитных волн [76-А, 79-А, 92-А].

Показано также, что предложенная модель удовлетворительно описывает свойства метаматериала с большой киральностью. Максимальные значения угла поворота плоскости поляризации волны и циркулярного дихроизма, рассчитанные на основании предложенной модели, соответствуют наблюдаемым в эксперименте. Частотная зависимость рассчитанных величин, характеризующих киральные свойства среды, вблизи резонанса качественно согласуется с экспериментальными данными [88-А, 89-А].

Создан образец слабоотражающего метаматериала с компенсированной киральностью на основе парных гладких спиралей с оптимальными параметрами. Показано, что полученный метаматериал на основе массива парных спиралей проявляет одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства, которые обусловлены оптимальной формой спиралей. В то же время киральные свойства искусственной структуры являются скомпенсированными,

поскольку используются парные оптимальные спирали с правым и левым направлениями закручивания. В результате созданный метаматериал обладает в терагерцовом диапазоне волновым импедансом, близким к импедансу свободного пространства.

Решена граничная задача и проведены расчеты для определения коэффициентов отражения и прохождения электромагнитной волны в зависимости от параметров образца. Решение граничной задачи подтверждает, что вблизи ранее определенной резонансной частоты образец проявляет слабые отражательные свойства.

Показано, что на основе полученных результатов возможны разработка и создание метаматериалов, состоящих из оптимальных спиральных элементов и предназначенных для применения в терагерцовом диапазоне. Возможно также создание слабо отражающих поглощающих покрытий и новых метаматериалов с отрицательным показателем преломления, для реализации плоской «линзы», функционирующей в терагерцовом диапазоне [88-А, 92-А, 99-А].

Также аналитически решена граничная задача для двухслойной поглощающей структуры в воздухе, проведено численное моделирование свойств структуры метаматериал–подложка, а также выполнено сравнение с экспериментально полученными коэффициентами отражения и прохождения электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне.

Показано, что вблизи ранее определенной резонансной частоты образец проявляет слабые отражательные свойства. В то же время имеет место существенное поглощение волн вблизи резонансной частоты, хотя подложка является прозрачной в рассматриваемом диапазоне частот. Такие поглощательные свойства метаматериала являются следствием резонансного возбуждения токов в проводящих спиральных, содержащих слой золота [52-А].

Для поглощающего метаматериала, состоящего из спиральных элементов, аналитически определена плотность электромагнитной энергии с учетом сильной дисперсии свойств среды и потерь энергии вблизи резонансной частоты [55-А]. Определены геометрические параметры спирали для максимальной селективности ее взаимодействия с правыми и левыми циркулярно поляризованными волнами и обсуждены критерии определения «максимально киральных» объектов.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПРИРОДНЫХ СПИРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ С ОПТИМАЛЬНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

5.1. Поляризационная селективность электромагнитного излучения молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты

Изучение киральных сред продолжается уже много лет, и ранее исследования проводили в основном применительно к природным кристаллам и искусственным композитным 3D материалам [277–290]. Ученые предполагали, что пройдет еще немного времени, и с помощью наноструктурирования станет возможным создание трехмерных метаматериалов с любыми заданными свойствами, достижение оптической невидимости макроскопических объектов, реализация теле- и иных антенных устройств в СВЧ, радио- и оптическом диапазоне, в результате чего метаматериалы прочно войдут в повседневную жизнь.

Однако существующие ограничения, в первую очередь связанные с поглощением электромагнитных волн в металлических элементах метаматериалов, привели к тому, что практическое применение трехмерных метаматериалов оказалось существенно ограниченным. После работ в 2000-х годах специалисты стали понимать, что в поисках практических применений метаматериалов следует избрать иные направления.

Одно из таких направлений связано с переходом от трехмерных метаматериалов к двумерным, т. е. фактически к метаповерхностям. Изготовить структурированный объемный метаматериал, как уже указывалось в подразделе 2.4, относительно сложно и достаточно дорого. Лабораторный образец, конечно, изготовить можно, но с точки зрения практических применений изготовление метаматериала с трехмерным упорядочением элементов, каждый из которых имеет специфическую форму, представляет собой достаточно сложную задачу.

В то же время для двумерных объектов существует большое количество методов – не только нанолитографических, но и химических – получения образцов, у которых проявляются те или иные проектируемые свойства. В этой связи изучение метаматериалов перешло в последнее время от трехмерных объектов к двумерным. В научной литературе широко используется термин «метаповерхности», т. е. 2D метаматериалы, в которых за счет двумерного структурирования возникают требуемые свойства, которые для обычных природных объектов недостижимы [291–300]. Поскольку метаповерхности в отличие от метаматериалов содержат только один слой металлических эле-

ментов, поглощение электромагнитных волн для них может быть существенно снижено по сравнению с 3D метаматериалами. В то же время с помощью метаповерхностей, т. е. без использования 3D структур, в большинстве случаев могут быть достигнуты необходимые преобразования поляризации, фазы и интенсивности волны.

В последние два десятилетия также заметно усилился интерес ученых к исследованию воздействия электромагнитных волн на объекты биологического происхождения.

Физические особенности поглощения электромагнитных волн тканями живых организмов изучены недостаточно, но не вызывает сомнений то, что электромагнитное поле – это именно тот инструмент, которым можно непосредственно воздействовать на каждую клетку и таким образом влиять на протекающие в ней сложные процессы.

Особый интерес представляет взаимодействие электромагнитного поля с содержащимися в хромосомах молекулами ДНК. Большинство исследователей считают ДНК чувствительным детектором внешних электромагнитных полей.

В данном подразделе приведены результаты, полученные в процессе исследования проблемы взаимодействия электромагнитного поля с биологическими структурами, имеющими спиральную форму, такими как ДНК, белки и др. В работе на основе классической теории дипольного излучения предложена модель, описывающая механизм излучения электромагнитных волн произвольным участком двойной правовинтовой спирали ДНК. В настоящем подразделе особое внимание уделено поляризационной селективности излучаемых электромагнитных волн.

В отличие от традиционного подхода, используемого при рассмотрении спиральных излучателей, не ставится задача определения электрического тока в спирали в явном виде. Электромагнитное поле, создаваемое спиралью, рассматривается как результат излучения электрических дипольных моментов и магнитных моментов, возникающих в половине каждого витка спирали. Показано, что эти моменты создаются неотрывно друг от друга и связаны между собой универсальным соотношением. Найденное соотношение между электрическим дипольным моментом и магнитным моментом выполняется при любых микротоках, существующих в ДНК, т. е. при любой последовательности нуклеотидов (азотистых оснований). Следовательно, поляризационная селективность также является универсальным свойством излучаемой волны.

Особый интерес представляет случай, когда электрический дипольный момент и магнитный момент дают равные по абсолютной величине вклады в излучаемую волну. В этом случае электромагнитная волна, излучаемая ДНК, является поляризованной по кругу.

Рассматривается главный резонанс периодической спиральной структуры, когда длина излучаемой волны приблизительно равна длине витка спирали.

Показано, что в условиях резонанса все многообразие спиральных структур с их различными геометрическими размерами можно характеризовать только одним параметром. Таким параметром, достаточным для описания спиральных структур, является угол подъема спирали относительно плоскости, ортогональной оси спирали.

В работе вычислен угол подъема спирали, необходимый для излучения ею поляризованной по кругу электромагнитной волны. Произведено сравнение рассчитанного угла подъема спирали с известными экспериментально установленными характеристиками ДНК. Относительное различие значений угла подъема спирали ДНК, найденного указанными способами, составило 2,1–13,9 %, что можно признать хорошим соответствием теории и эксперимента.

Рассмотрен некоторый активированный участок ДНК, длина которого превышает длину половины витка спирали. Определено электромагнитное поле, создаваемое таким участком ДНК в окружающем пространстве, с учетом запаздывания электромагнитных волн, излучаемых различными полувитками спирали. Установлено, что в условиях главного резонанса поляризация суммарной электромагнитной волны очень близка к круговой. Показано, что это свойство имеет место при любой длине активированного участка ДНК. При этом вектор напряженности электрического поля излучаемой волны образует в пространстве левый винт.

Можно предположить, что рассмотренный эффект поляризационной селективности электромагнитного поля ДНК имеет важное значение для генетического сохранения различий между право- и левовинтовыми формами объектов живой природы.

Круговая волна с правовинтовой поляризацией не излучается ДНК в условиях резонанса. В соответствии с принципом обратимости, такая волна не может индуцировать электрических и магнитных моментов в ДНК, т. е. не может оказывать воздействия на ДНК. Следовательно, актуализируется вопрос о необходимости более широкого применения правополяризованных круговых электромагнитных волн в радиотехнике, электронике, оптике и нанотехнологиях в целях охраны здоровья человека. Кроме того, электромагнитные волны с круговой поляризацией могут быть использованы в биологии, химии и медицине для активизации процессов с участием молекул и молекулярных соединений со спиральной структурой.

5.1.1. Молекула дезоксирибонуклеиновой кислоты как периодическая структура

ДНК – макроскопическая периодическая структура: она состоит из очень большого количества молекул значительно меньшего размера – нуклеотидов. Электромагнитное возбуждение, возникающее в ДНК под действием внешних полей либо вследствие внутренних причин, можно характеризовать силой электрического тока. Этот ток является не током проводимости, а молекуляр-

ным током, т. е. обусловлен смещением электронов относительно положения равновесия. По причине периодичности ДНК электрический ток также является периодической функцией координаты и может быть представлен в виде ряда Фурье:

$$I(l) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin\left(n \frac{2\pi}{P} l\right), \quad (5.1)$$

где n – целое число; P – длина одного целого витка ДНК; l – координата, отсчитываемая вдоль спирали.

Граничным условием для тока является его обращение в нуль на концах активированного участка спирали. Отметим, что отдельные нуклеотиды в составе ДНК характеризуются различными поляризуемостями и могут проявлять собственные селективные частотные свойства. В то же время электрический ток, возникающий в макромолекуле ДНК, рассматриваемой в целом, должен удовлетворять соотношению (5.1) в силу периодичности ДНК.

Спиралевидный ток является причиной одновременного возникновения в молекуле электрического дипольного $\vec{p}$ и магнитного $\vec{m}$ моментов, связанных между собой. Первый характеризует смещение электронов на исследуемом участке молекулы и пропорционален напряженности электрического поля и скорости изменения напряженности магнитного поля. Второй определяется характером микротоков и пропорционален напряженности магнитного поля и скорости изменения напряженности электрического поля.

Взаимодействие ДНК с электромагнитным полем происходит наиболее конструктивно при условии главного резонанса. В разложении Фурье (5.1) целое число n характеризует порядковый номер гармоники, или собственной моды колебаний. Главный резонанс имеет место при $n = 1$, если длина волны электромагнитного излучения приблизительно равна длине витка P спирали ДНК:

$$\lambda_{\text{рез}} = P. \quad (5.2)$$

Далее мы покажем, что в молекуле ДНК при выполнении условия главного резонанса (5.2) одновременно индуцируется электрический дипольный момент и не менее значимый магнитный момент. Эти моменты обуславливают равные по абсолютной величине вклады в электромагнитное поле, излучаемое молекулой. Следствием этого обстоятельства является поляризационная селективность взаимодействия молекулы ДНК с электромагнитным излучением.

В экспериментальных исследованиях [147, 301] установлено, что молекула ДНК является двойной правой спиралью (рис. 5.1) с радиусом $r = 1,0 \cdot 10^{-9}$ м и шагом $h = 3,4 \cdot 10^{-9}$ м (в соответствии с [302] $r = 1,1 \cdot 10^{-9}$ м и $h = 3,3 \cdot 10^{-9}$ м).

С учетом этих сведений нетрудно вычислить длину одного полного витка спирали по формуле

$$P = \sqrt{(2\pi r)^2 + h^2}. \quad (5.3)$$

После вычислений видим, что значения P заключены в интервале $(7,14 \div 8,17)$ нм, и, следовательно, $\lambda_{\text{рез}}$ соответствует мягкому рентгеновскому диапазону электромагнитных волн.

Если известны шаг и радиус спирали, то, исходя из геометрических соображений, можно вычислить угол подъема спирали (угол между касательной к спирали и плоскостью, перпендикулярной оси спирали):

$$\alpha_{\text{эсп}} = \text{arcctg}(qr), \quad (5.4)$$

где $|q| = 2\pi / h$ – удельное кручение спирали (для правой спирали $q > 0$; для левой спирали $q < 0$).

Для ДНК экспериментально найденные значения угла подъема $\alpha_{\text{эсп}}$ варьируются в интервале $(24,00 \div 28,43)^\circ$.

В условиях главного резонанса длина волны электромагнитного поля приблизительно равна длине витка спирали ДНК. Это означает, что электрический ток в любом полувитке ДНК имеет противоположное направление относительно тока в соседних полувитках. Соответственно изменяют направление электрический дипольный момент и магнитный момент при переходе к соседнему полувитку. Следовательно, основное значение имеют моменты, возникающие в половине витка спирали.

Проекции этих моментов на ось спирали играют главную роль при излучении электромагнитного поля в направлении, ортогональном оси спирали. Ранее было показано, что проекции моментов на ось произвольной спирали связаны между собой универсальным соотношением, которое выполняется при произвольном электрическом токе в спирали (см. главу 3, выражение (3.7)). Полученное универсальное соотношение (3.7) остается справедливым при любой последовательности азотистых оснований в ДНК.

В предыдущих подразделах рассмотрен некоторый спиральный осциллятор с произвольным распределением электрического тока и получено условие, при котором спираль излучает поляризованную по кругу электромагнитную волну в направлении, ортогональном оси спирали (см. главу 3, выражение (3.15)).

При этом вектор излучаемого поля имеет противоположное направление вращения в пространстве относительно излучающей спирали. Излучение круговой волны с другим знаком поляризации не происходит ни при какой поляризации падающей волны, возбуждающей ток в спирали.

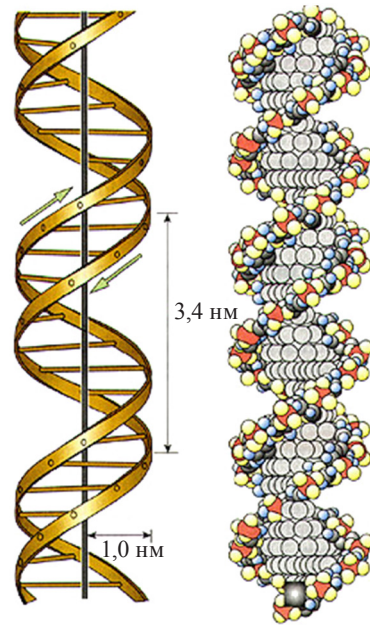


Рис. 5.1. Молекула ДНК (фрагмент)

Было установлено, что такой эффект поляризационной селективности может иметь место только при строго определенном угле подъема спирали. Значение этого оптимального угла подъема спирали существенно зависит от вида резонанса, реализуемого в спирали. Были определены оптимальные углы подъема для спиральных излучателей, содержащих небольшое количество витков, при условии резонанса

$$\frac{\lambda}{2} = L, \quad (5.5)$$

где L – полная длина спирали, определяемая в соответствии с выражением

$$L = N_b P, \quad (5.6)$$

в котором N_b – количество витков в спирали, P – длина одного витка. Однако для ДНК, состоящей из очень большого количества витков, условие главного резонанса имеет вид (5.2). Поэтому для определения оптимального угла подъема спирали следует использовать тригонометрическое уравнение

$$\sin^2 \alpha + 2 \sin \alpha - 1 = 0. \quad (5.7)$$

Выбираем положительный корень квадратного уравнения (5.7):

$$\alpha_{\text{теор}} = 24,5^\circ. \quad (5.8)$$

При полученном угле подъема спирали $\alpha_{\text{теор}}$ имеет место одновременное выполнение условий (5.2) и (3.15). В то же время соотношение (3.7) является универсальным и справедливо для спирали с произвольным углом подъема.

Мы сравнили теоретически рассчитанный оптимальный угол подъема спирали с углом подъема двойной спирали ДНК, известным из экспериментальных данных [147, 302]. Относительное отклонение теоретически рассчитанного угла подъема от угла, наблюдаемого в экспериментах, составляет 2,1–13,9 %.

В дипольном приближении напряженность электрического поля излучаемой волны имеет вид [303]

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{\mu_o}{4\pi R} \left(\left[\ddot{\vec{p}} \left(t - \frac{R}{c} \right) \vec{n} \right] + \frac{1}{c} \left[\ddot{\vec{m}} \left(t - \frac{R}{c} \right) \right] \right), \quad (5.9)$$

где $\vec{R}$ – радиус-вектор, проведенный от рассматриваемого полувитка спирали в точку наблюдения; μ_o – магнитная постоянная; $\vec{n}$ – единичный вектор, совпадающий по направлению с $\vec{R}$; точки над символами векторов означают операцию двукратного дифференцирования по времени. В соотношении (5.9) производные электрического дипольного момента и магнитного момента вычисляются в предшествующий момент времени с учетом запаздывания волн, приходящих от источника в точку наблюдения.

Направим вектор $\vec{n}$ вдоль оси OY (перпендикулярно оси спирали OX), тогда из (5.9) получим

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \frac{\mu_0 \omega^2}{4\pi R} \left(p_x \vec{x}_0 + \frac{1}{c} m_x \vec{z}_0 \right), \quad (5.10)$$

где $\vec{x}_0$ и $\vec{z}_0$ – единичные векторы, направленные соответственно вдоль осей OX и OZ .

Проекции электрического дипольного момента и магнитного момента на ось OX так же, как и сила тока, гармонически изменяются с течением времени с циклической частотой ω . При гармоническом изменении моментов справедливы соотношения

$$\ddot{m}_x = -\omega^2 m_x, \quad (5.11)$$

$$\ddot{p}_x = -\omega^2 p_x. \quad (5.12)$$

Основное значение имеют компоненты моментов, параллельные оси спирали ДНК, так как $|p_z| \ll |p_x|$, $|m_z| \ll |m_x|$. Выполнение данных неравенств обеспечивается тем, что молекула ДНК является двойной спиралью и обладает симметрией относительно поворота на 180° вокруг оси спирали. Учитывая (3.7) и (3.15), для $q > 0$ находим, что

$$p_x = i \frac{m_x}{c}. \quad (5.13)$$

Тогда из (5.10) следует соотношение

$$E_x = iE_z. \quad (5.14)$$

Таким образом, можно сделать вывод, что в условиях резонанса молекула ДНК излучает левополяризованную круговую электромагнитную волну в направлении, перпендикулярном оси спирали. Такая поляризация излучаемой волны остается неизменной при произвольном распределении электрического тока в ДНК, т. е. при любой последовательности азотистых оснований в ДНК. Здесь мы используем определение левополяризованной волны как волны, для которой вектор электрического поля в фиксированный момент времени *образует в пространстве левый винт*. Такое определение поляризации волны чаще используется в оптике и биофизике и отличается от определения, используемого в радиофизике. Для наблюдателя, который смотрит вслед волне с такой поляризацией, вектор электрического поля *вращается с течением времени по часовой стрелке*. Поэтому в радиофизике такую волну принято называть правополяризованной круговой волной. Каждое из этих двух определений поляризации волны имеет свою логику и историю использования, поэтому они

оба имеют право на существование. Преимущество определения поляризации волны через направление закручивания винта в пространстве состоит в том, что это определение не зависит от положения наблюдателя, который может смотреть как вслед волне, так и навстречу ей.

5.1.2. Активированный участок молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты

Соотношение (5.14), свидетельствующее о круговой поляризации излучаемой волны, получено в результате рассмотрения отдельного полувитка спирали ДНК. Исследуем теперь некоторый активированный участок ДНК, длина которого превышает длину одного полувитка. Рассмотрим электромагнитное поле, излучаемое таким участком ДНК, с учетом запаздывания волн, которые создаются различными полувитками, и определим поляризацию результирующей волны.

В условиях резонанса происходит изменение направления электрического тока в каждом полувитке спирали относительно соседних полувитков. Поэтому для проекций моментов на ось x справедливы соотношения

$$p_{xk} = (-1)^k p_{x0}, \quad m_{xk} = (-1)^k m_{x0}, \quad (5.15)$$

где индексом k задан порядковый номер некоторого полувитка (см. рис. 5.2); $k = 0$ соответствует центральному полувитку на активированном участке ДНК.

Вектор напряженности электрического поля, создаваемого переменным электрическим дипольным моментом любого полувитка спирали, ориентирован в плоскости XOZ (рис. 5.2).

Гармонические изменяющиеся магнитные моменты всех полувитков создают электрическое поле, вектор напряженности которого имеет только y -составляющую. Учитывая запаздывание электромагнитных волн, излучаемых различными полувитками, на основании (5.9) находим компоненты результирующего поля:

$$E_x = \frac{\mu_0}{4\pi} R_0^2 \omega^2 p_{x0}^a \exp(-i\omega t) \sum_{k=-N}^N (-1)^k \frac{\exp\left(i\omega \frac{R_k}{c}\right)}{\left(R_0^2 + \left(k \frac{h}{2}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}}, \quad (5.16)$$

$$E_y = \frac{\mu_0}{4\pi c} R_0 \omega^2 m_{x0}^a \exp(-i\omega t) \sum_{k=-N}^N (-1)^{k+1} \frac{\exp\left(i\omega \frac{R_k}{c}\right)}{R_0^2 + \left(k \frac{h}{2}\right)^2}, \quad (5.17)$$

где $p_{x_0}^a$ и $m_{x_0}^a$ – амплитудные значения проекций моментов на ось OX для центрального полувитка; R_0 – расстояние от оси спирали до произвольной точки пространства; R_k – расстояние от полувитка с номером k до этой же точки (индекс k изменяется в пределах от $-N$ до N ; следовательно, рассматриваемый участок ДНК состоит из $2N + 1$ полувитков).

Эллиптичность волны, излучаемой активированным участком ДНК перпендикулярно оси спирали (в направлении оси OZ), можно вычислить следующим образом:

$$\gamma = -i \frac{E_y}{E_x}. \quad (5.18)$$

Используя соотношения (5.13), (5.16)–(5.18), определяем эллиптичность излучаемой волны:

$$\gamma = \frac{1}{R_0} \sum_{k=-N}^N (-1)^k \frac{\exp\left(i\omega \frac{R_k}{c}\right)}{R_0^2 + \left(k \frac{h}{2}\right)^2} \left(\sum_{k=-N}^N (-1)^k \frac{\exp\left(i\omega \frac{R_k}{c}\right)}{\left(R_0^2 + \left(k \frac{h}{2}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}} \right)^{-1}. \quad (5.19)$$

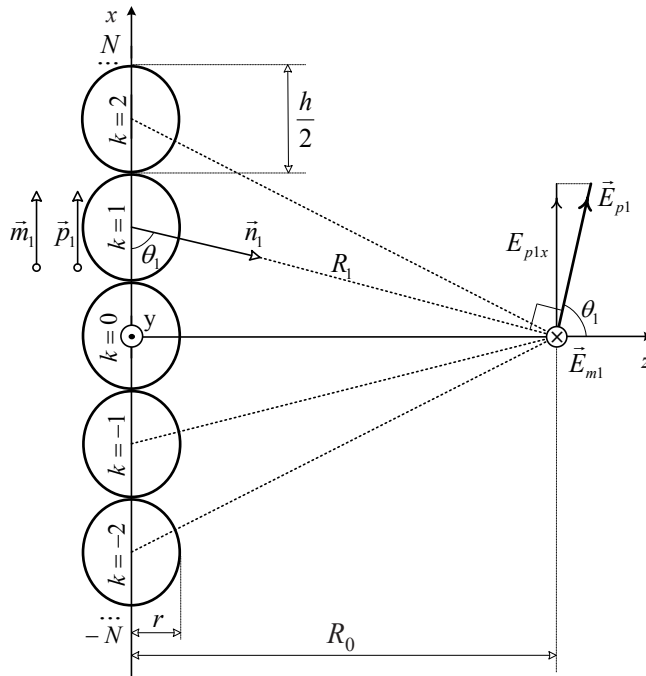


Рис. 5.2. К определению результирующей напряженности электрического поля излучаемой волны в произвольной точке пространства

Графики (рис. 5.3, 5.4) показывают зависимость эллиптичности (5.19) от расстояния между осью спирали ДНК и точкой наблюдения, а также от количества витков на активированном участке ДНК. Численные расчеты подтверждают соотношение (5.14). Эллиптичность очень близка к +1, т. е. излучаемая волна имеет круговую поляризацию, и вектор напряженности электрического поля образует в пространстве левый винт.

В работе теоретически исследовано взаимодействие электромагнитного поля с биологическими спиральными структурами на примере ДНК. На основании классической теории дипольного излучения предложена модель, описывающая механизм излучения электромагнитных волн произвольным участком двойной правовинтовой спирали ДНК. Рассмотрен главный резо-

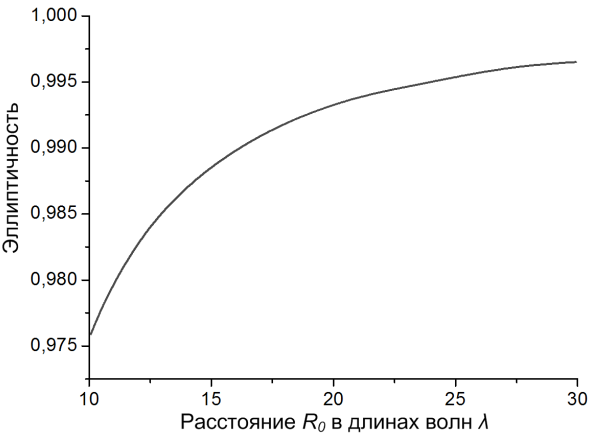


Рис. 5.3. Зависимость эллиптичности излучаемой волны от расстояния между центром спирали и точкой наблюдения (количество целых витков в спирали равно 10)

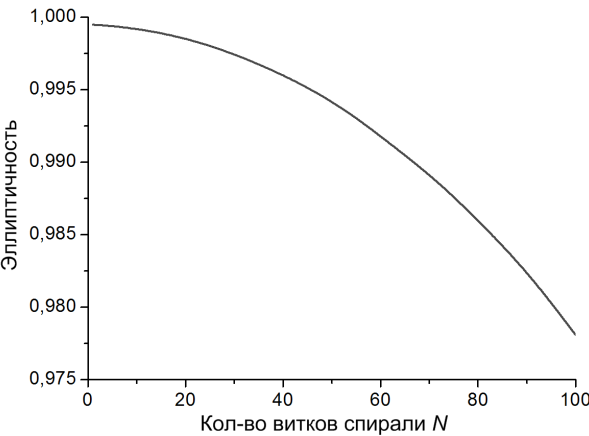


Рис. 5.4. Зависимость эллиптичности излучаемой волны от количества целых витков спирали при $R_0 = 100\lambda$

нанс, когда длина волны электромагнитного излучения близка к периоду спирали ДНК, т. е. приблизительно равна $7 \div 8$ нм. По результатам проведенных исследований можно сделать вывод, что в условиях резонанса ДНК излучает левополяризованную круговую электромагнитную волну в направлении, перпендикулярном оси спирали. Такая поляризация излучаемой волны остается неизменной при произвольном распределении электрического тока в ДНК, т. е. при любой последовательности азотистых оснований в ДНК.

Этот эффект поляризационной селективности, по-видимому, имеет важное значение при сохранении генетических различий между право- и левовинтовыми формами объектов живой природы.

5.2. Определение оптимальной формы молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты в рамках энергетического подхода

Кроме использованного дипольного приближения теории излучения существует другой подход к решению проблемы определения оптимальной формы молекулы ДНК – основанный на анализе ее энергии во внешних полях. Рассмотрим распространяющуюся вдоль оси OZ циркулярно поляризованную волну, которой соответствуют вектор $\vec{E}$, вращающийся в плоскости XOY , и волновой вектор $\vec{k}$. Ось спирали направлена вдоль оси OX , как показано на рис. 5.5.

Вычислим электрический дипольный момент и магнитный момент, индуцируемые в каждом полувитке спирали ДНК под действием циркулярно поляризованной электромагнитной волны.

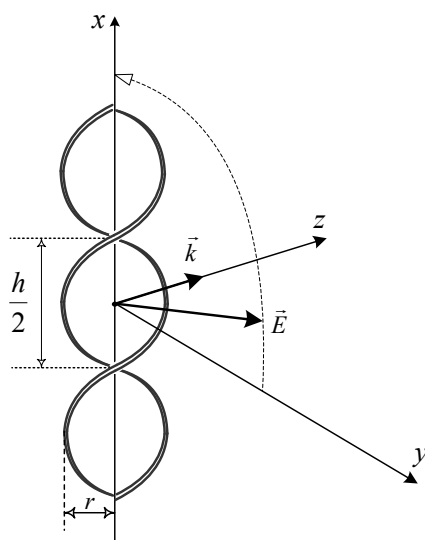


Рис. 5.5. Молекула ДНК в поле циркулярно поляризованной электромагнитной волны

Компоненты напряженности электрического и магнитного поля волны можно представить соответственно в виде

$$E_x = E_0 \cos \omega t, \quad H_x = H_0 \sin \omega t, \quad (5.20)$$

$$H_0 = \frac{E_0}{c\mu_0}, \quad (5.21)$$

где c – скорость света в вакууме; μ_0 – магнитная постоянная.

Такая волна имеет правую круговую поляризацию, вектор $\vec{E}$ образует в пространстве правый винт. Проекции электрического дипольного и магнитного моментов каждого полувитка на ось спирали определяются в соответствии с формулами

$$p_x = \frac{e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} (2E_0 \cos \omega t - \mu_0 r^2 q \omega H_0 \cos \omega t), \quad (5.22)$$

$$m_x = \frac{e^2 r^2 q}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \left(\frac{\mu_0 r^2 q \omega^2}{2} H_0 \sin \omega t - \omega E_0 \sin \omega t \right),$$

где ω_0 – резонансная циклическая частота, которая может быть найдена из выражения (5.2):

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{L}. \quad (5.23)$$

Формулы (5.22) получены нами при рассмотрении движения электронов вдоль спиральных траекторий, подобно тому, как это сделано в работе [260]. Энергия спирали в поле электромагнитной волны имеет вид

$$W = -\vec{p}\vec{E} - \vec{m}\vec{B}, \quad (5.24)$$

где

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (5.25)$$

Принимая во внимание ориентацию векторов относительно используемой системы координат, получим

$$W = -p_x E_x - m_x B_x. \quad (5.26)$$

Электрический ток в каждом полувитке спирали распределен симметрично относительно центра полувитка, следовательно, составляющие p_y и m_y равны нулю. После выполнения процедуры усреднения по времени получим

$$\langle W \rangle_t^R = -\frac{e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0^2 \frac{4\pi^2}{L^2} \left\{ \frac{1}{q} - \left(\frac{L^2}{4\pi^2} - \frac{1}{q^2} \right) \frac{\pi}{2L} \right\}^2, \quad (5.27)$$

где $L = \sqrt{(2\pi r)^2 + \left(\frac{2\pi}{q}\right)^2} = \lambda$ – условие главного частотного резонанса для длинной спирали, подобной ДНК; верхним индексом R отмечено, что энергия спирали рассчитана в поле правой циркулярной волны.

Условие экстремума $\frac{\partial \langle W \rangle_t^R}{\partial q} = 0$ позволяет нам получить то же самое тригонометрическое уравнение (5.7) для спирали, закрученной под углом α .

Следовательно, дипольное приближение теории излучения и энергетический подход привели нас к одному и тому же результату: решая уравнение (5.7), мы получаем угол подъема спирали ДНК $\alpha_{\text{опт}} = 24,5^\circ$. Вычисления показывают, что при оптимальном угле подъема спирали энергия правовинтовой спирали в поле правополяризованной электромагнитной волны принимает экстремальное значение, одновременно равное нулю.

Чтобы убедиться в поляризационной селективности воздействия излучения на спираль, необходимо вычислить угол подъема спирали, при котором отношение энергии правой спирали в поле правой и левой циркулярных волн принимает экстремальное значение. На рис. 5.6 представлена зависимость отношения $\langle W \rangle = \frac{\langle W \rangle_t^R}{\langle W \rangle_t^L}$ энергий длинной спирали в поле правой $\langle W \rangle_t^R$ и левой $\langle W \rangle_t^L$ циркулярно поляризованных волн от угла подъема спирали. Положение экстремума функции $\langle W \rangle = f(\alpha)$ соответствует оптимальному углу подъема спирали $\alpha_{\text{опт}} = 24,5^\circ$.

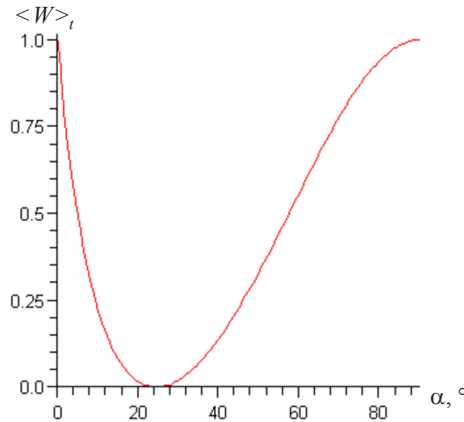


Рис. 5.6. Отношение энергий правой спирали в поле правой и левой циркулярно поляризованных волн как функция угла подъема спирали

В табл. 5.1 показано положение спирали ДНК в ряду оптимальных спиралей с различным числом витков $N_{\text{в}}$.

Таблица 5.1. Значения угла подъема спирали для различного числа витков, при которых возможно излучение спиралью циркулярно поляризованной волны

$N_{\text{в}}$	$\frac{1}{2}$	1	2	3
$\alpha, ^\circ$	24,50	13,65	7,10	4,75

В результате применения энергетического подхода получены следующие выводы:

– энергия оптимальной *правой* двойной спирали ДНК в поле *правой* циркулярно поляризованной волны при условиях резонанса принимает экстремальное значение, которое равно нулю. Следовательно, в этом случае взаимодействие спирали и волны отсутствует;

– при оптимальном угле подъема $\alpha_{\text{опт}} = 24,5^\circ$ двойная спираль ДНК в условиях резонанса в максимальной степени проявляет селективные свойства по отношению к волнам правой и левой циркулярной поляризации.

5.3. Спиральная модель молекул кирального вещества применительно к дезоксирибонуклеиновой кислоте

Рассмотрим еще один, уже третий способ решения задачи о нахождении оптимального угла подъема спирали ДНК. Для этого найдем отношение электрических дипольных моментов p_+ / p_- , а также магнитных моментов m_+ / m_- , возникающих в каждом полувитке спирали ДНК под действием внешней правой (+) и левой (–) циркулярно поляризованной волны.

Электрический дипольный $\vec{p}$ и магнитный $\vec{m}$ моменты, индуцированные в каждом полувитке спирали падающей электромагнитной волной, определяются в соответствии с выражениями

$$\vec{p} = \frac{e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \left(2 \cos^2 \varphi \vec{E} - \mu_0 r^2 q \cos^2 \theta \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right), \quad (5.28)$$

$$\vec{m} = \frac{e^2 r^2 q}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \left(\frac{1}{2} \mu_0 r^2 q \omega^2 \cos^2 \theta \vec{H} + \cos^2 \varphi \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right), \quad (5.29)$$

где φ, θ – углы между осью спирали и векторами $\vec{E}$ и $\vec{H}$ соответственно.

Напряженность электрического поля правой (+) и левой (–) волны равна

$$\vec{E}_{\pm} = E_0 \frac{\vec{x}_0 \mp i \vec{y}_0}{\sqrt{2}} \exp(i(kz - \omega t)), \quad (5.30)$$

где $\vec{x}_0, \vec{y}_0$ – единичные векторы, направленные вдоль осей OX и OY , $k = \omega/c$ – волновое число для волн, распространяющихся в вакууме.

Связь между векторами $\vec{E}$ и $\vec{H}$ для правой и левой волн в соответствии с принятым правилом знаков имеет вид

$$\vec{H}_{\pm} = \pm \frac{i}{c\mu_0} \vec{E}_{\pm}. \quad (5.31)$$

Тогда компоненты моментов, направленные вдоль оси спирали OX (в двойной спирали существенны только такие составляющие моментов), определяются по формулам

$$p_{\pm x} = \frac{e^2}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \left(2 \mp \frac{r^2 q \omega}{c} \right), \quad (5.32)$$

$$m_{\pm x} = \frac{e^2 r^2 q}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)(r^2 q^2 + 1)} \frac{i\omega}{2} \left(\frac{r^2 q \omega}{c} \mp 2 \right), \quad (5.33)$$

и, следовательно, отношение моментов

$$\frac{p_{+x}}{p_{-x}} = \frac{m_{+x}}{m_{-x}} = \frac{2c - r^2 q \omega}{2c + r^2 q \omega}. \quad (5.34)$$

При длине волны $\lambda = 7,14$ нм это отношение равно нулю. Это значит, что двойная спираль ДНК в условиях главного резонанса (5.2) восприимчива только к циркулярной волне определенного знака поляризации и не восприимчива к волне обратного знака поляризации. Однако это отношение быстро стремится к единице при отклонении частоты (или длины волны) от резонансной. Так, для частоты $\nu = 1800$ МГц, соответствующей распространенному стандарту мобильной телефонной связи GSM, отношение моментов (5.34) равно 0,999. Это означает, что никакого различия между правыми и левыми циркулярно поляризованными радиоволнами при их воздействии на ДНК наблюдаться не должно, однако для частот аппаратов мягкого рентгеновского диапазона, а также дальнего ультрафиолета различие в воздействии волн различной круговой поляризации будет существенно для молекул ДНК. Это отличие становится еще более существенным, если мы будем рассматривать тепловое действие, оказываемое циркулярно поляризованными волнами на молекулу ДНК. В этом случае необходимо рассматривать квадрат отноше-

ния (5.34) и тогда длины волн, при которых $\left(\frac{p_{+x}}{p_{-x}} \right)^2$ менее 0,5, находятся в ин-

тервале $\lambda \approx 1 \div 35$ нм. Естественных источников излучения данного диапазона на Земле не известно; однако к ним близки по спектру излучения источники,

довольно широко применяемые в технике, например в рентгеновских сканерах и медицинских аппаратах, лазерных рентгеновских микроскопах, лампах УФ излучения и др.

Следовательно, в целях щадящего воздействия на молекулы ДНК в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах необходимо использовать в технических устройствах циркулярные волны с правовинтовой поляризацией.

Эффект поляризационной селективности воздействия электромагнитного поля является одним из определяющих для спиральных объектов и напрямую связан с нарушением зеркальной симметрии в природных структурах и явлениях. Это может быть важно при генетическом сохранении различий между право- и левовинтовыми формами объектов живой природы.

Теоретически рассчитанный угол подъема спирали, необходимый для излучения волн циркулярной поляризации, приблизительно совпадает с углом подъема спирали ДНК, известным из экспериментальных данных. Этот факт, а также сдвоенность спиралей в ДНК говорят о некоей исключительности молекулы ДНК в плане селективности поляризации излучаемой и воздействующей волны. По-видимому, в строении двойной спирали ДНК необходимо искать причину высокой чувствительности живых организмов к высокочастотным электромагнитным полям. Однако молекула ДНК, обладающая правовинтовой формой, не подвержена воздействию электромагнитного излучения, имеющего длину волны $\lambda \approx 7-8$ нм и правую циркулярную поляризацию.

5.4. Экспериментальная проверка результатов теоретического исследования

5.4.1. Экспериментальное исследование двойных и одинарных ДНК-подобных спиралей в сверхвысокочастотном диапазоне

В работе проведено экспериментальное исследование отражения электромагнитных волн СВЧ-диапазона двойными и одинарными спиральями, подобными ДНК. Параметры спиралей были выбраны в соответствии с предсказаниями теории с целью получения отраженных волн высокой эллиптичности. Проведенный ранее теоретический анализ выявил необходимые для этого условия: выполнение универсальных соотношений (3.7) и (3.15), которые справедливы вне зависимости от характера тока в ДНК. При выполнении этих условий можно ожидать, что отраженные от спиралей волны будут близки к циркулярным на резонансных частотах.

В эксперименте спирали активируются плоской падающей волной, т. е. они находятся в однородном поле. Поэтому в центре каждой спирали, где влияние ее краев является самым слабым, должна иметь место пучность стоячей волны электрического тока. На краях спирали сила тока обращается в нуль.

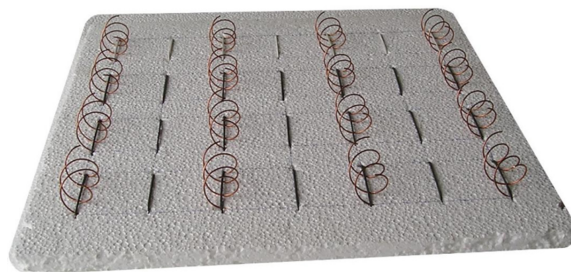


Рис. 5.7. Опытный образец двойных спиралей – преобразователей излучения с правой намоткой ($k = 1,5$ витка; плотность спиралей в образце уменьшена)

Поэтому полная длина спирали должна быть кратна половине длины волны электромагнитного поля $L = k \frac{\lambda}{2}$. Кроме того, выполняется условие главного резонанса $P = \lambda$.

Для усиления сигнала были изготовлены решетки из медных спиралей, закрепленных на радиопрозрачном материале (рис. 5.7).

Использовали спирали двух видов: 1,5 витка (3 полувитка) и 2,5 витка (5 полувитков). Каждый образец состоял из идентичных спиралей одного вида. Исследовали образцы как с двойными, так и с одинарными спиралями.

Решетка возбуждалась линейно поляризованной волной, падающей на образец под углом 45° . Регистрировалась отраженная волна, образованная когерентными сигналами от отдельных двойных спиралей. Были рассмотрены два случая возбуждения спиралей падающей волной. Вектор напряженности поля $\vec{E}$ колебался вдоль осей спиралей в одном случае и ортогонально осям в другом.

Положение образца в камере можно рассмотреть на рис. 5.8. Угол между нормалью к образцу и падающим излучением составляет 45° . Позиционирование спиралей на образце показано на рис. 5.7. Это означает, что плоскость, которая пересекает концы спиралей (все четыре конца двойной спирали), перпендикулярна пенопластовой пластине-подложке. Было доказано, что пенопластовые пластины и диэлектрические цилиндры не искажают падающее излучение и не отражают его сколько-нибудь существенно.

Результаты исследования эллиптичности волн, отраженных решеткой из двойных 1,5-витковых спиралей в случае, когда вектор $\vec{E}$ падающей волны направлен вдоль оси двойной спирали, представлены на рис. 5.9, *а* в виде графика зависимости эллиптичности отраженных волн от частоты. Пиковое значение эллиптичности равно 0,81 и соответствует частоте 3,15 ГГц. Если вектор $\vec{B}$ падающей волны колеблется вдоль направления оси спирали (рис. 5.9, *б*), то максимум эллиптичности регистрируется при более низкой частоте (сравните фрагменты *а* и *б* на рис. 5.9, *д*).

Характер зависимости эллиптичности от частоты падающего излучения для двойных 2,5-витковых спиралей с таким же углом подъема и шагом, как

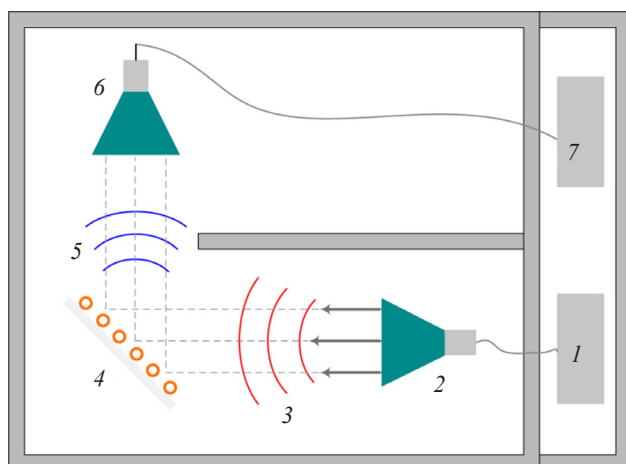


Рис. 5.8. Схема эксперимента в безэховой камере: 1 – генератор СВЧ сигналов; 2 – рупорная антенна для излучения линейно поляризованного широкополосного сигнала; 3 – падающее излучение; 4 – исследуемый образец; 5 – отраженное излучение; 6 – рупорная антенна для приема отраженного сигнала; 7 – приемник микроволнового излучения

у 1,5-витковых спиралей, почти не зависит от направления колебаний вектора $\vec{E}$ в падающей волне. Однако смещение максимумов по частоте, которое имеет место при ориентации вектора $\vec{B}$ падающей волны вдоль оси спиралей, в данном случае меньше, чем при использовании более коротких спиралей (рис. 5.9, II).

В результате экспериментов, проведенных с использованием образцов, содержащих одинарные спирали (рис. 5.10), выявлено, что при отражении от них не обеспечивается преобразования падающей линейно поляризованной волны в эллиптически поляризованную. Максимальное значение эллиптичности отраженной волны, зарегистрированное в этих опытах, не превышало 0,2 (рис. 5.11).

Таким образом, необходимым условием для создания образца, эффективно преобразующего поляризацию волны, является наличие двойных спиралей, подобных молекуле ДНК.

Исследована также зависимость эллиптичности отраженной волны от плотности расположения спиралей в образце. Количество спиралей в образце уменьшали посредством удаления каждого второго ряда (именно такой образец изображен на рис. 5.7). При этом оказалось, что форма графика эллиптичности как функции частоты для отраженной волны не изменялась, но уменьшалась интенсивность сигнала. Таким образом, регистрируемая волна, отраженная решеткой в целом, позволяет судить об эллиптичности волны, излучаемой отдельной двойной спиралью. Этот вывод обусловлен тем обстоятельством, что в эксперименте волны, излучаемые отдельными спиральями, согласованы по фазе.

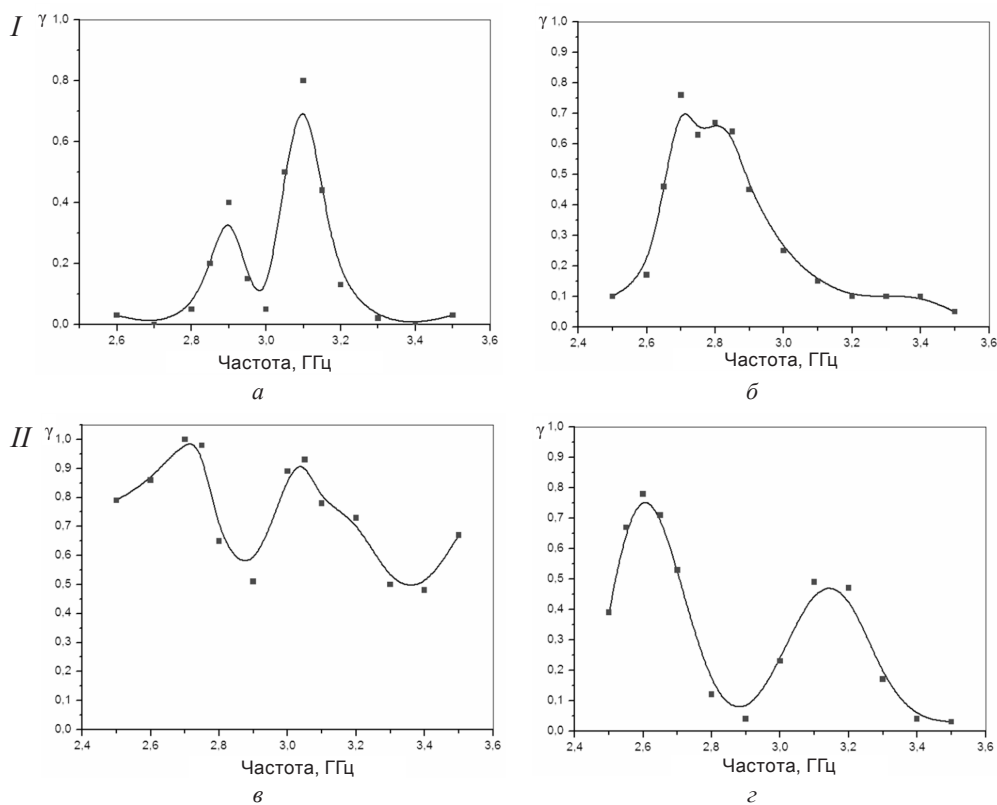


Рис. 5.9. Зависимость эллиптичности отраженной волны от частоты. Вектор $\vec{E}$ падающей волны направлен относительно оси двойной спирали: *a*, *в* – параллельно; *б*, *г* – перпендикулярно. Количество полувитков в двойной спирали равно 3 (*I*) и 5 (*II*)

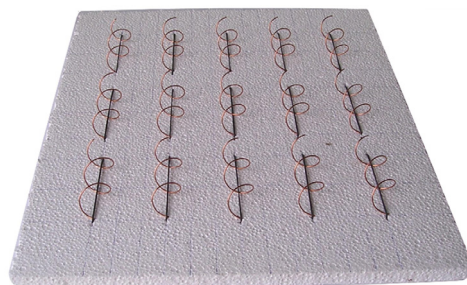


Рис. 5.10. Опытный образец из одинарных спиралей – преобразователей излучения с правой намоткой (число витков в отдельной спирали равно 2,5)

Другой эксперимент реализует следующую идею: использовать отраженные циркулярно поляризованные волны, как падающие волны для второго образца. Таким образом, волны, отраженные от первого образца (рис. 5.12), идеально соответствуют тому, чтобы возбудить спирали на втором образце, который, однако, может содержать спирали противоположной киральности.

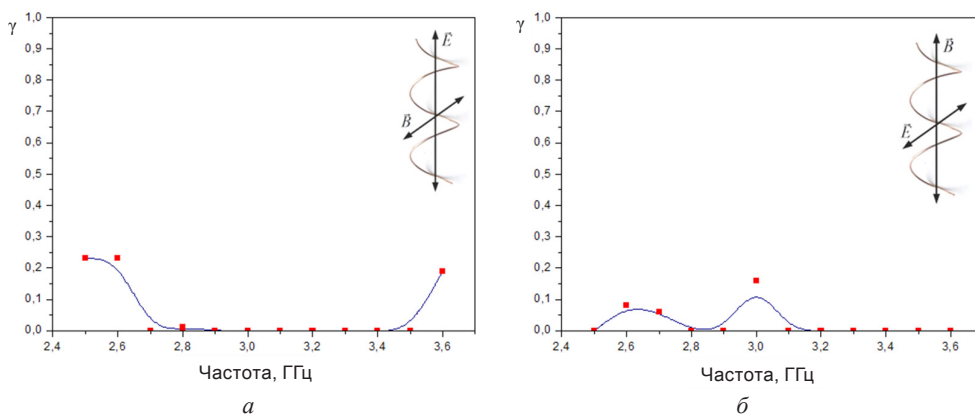


Рис. 5.11. График зависимости эллиптичности отраженной волны от частоты падающего излучения. Вектор $\vec{E}$ падающей волны направлен относительно оси одинарной спирали: a – параллельно; b – перпендикулярно. Количество полувитков в одинарной спирали равно 5

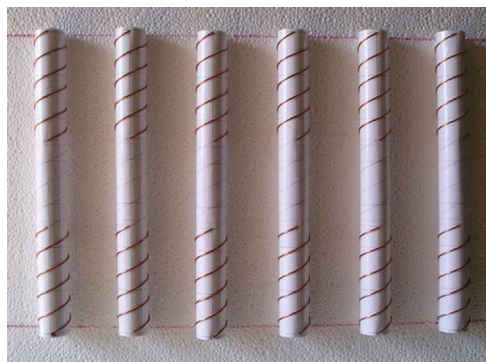


Рис. 5.12. Опытный образец двойных правых ДНК-подобных спиралей (параметры спирали: радиус – 14,5 мм, шаг – 41,5 мм, диаметр проволоки – 1,0 мм; параметры массива: размеры – 30 43 см, горизонтальной период – 80,0 мм, расстояние между концами соседних двойных спиралей в вертикальной плоскости – 80,0 мм)

Ранее было показано, что спирали сильно взаимодействует с волной той же закрутки, которую излучает эта спираль. Это явление известно в оптике как круговой дихроизм и широко используется для изучения киральных молекул при прохождении циркулярного излучения через них. В основу проведенного эксперимента положен анализ характеристик отраженного сигнала.

Первая решетка возбуждалась линейно поляризованной волной, падающей на образец под углом 45° к его плоскости (рис. 5.13).

Отраженная от первой решетки волна была близка к циркулярно поляризованной в исследуемом диапазоне длин волн и далее падала на вторую решетку (рис. 5.14). Волна, отраженная от второй решетки, была циркулярно

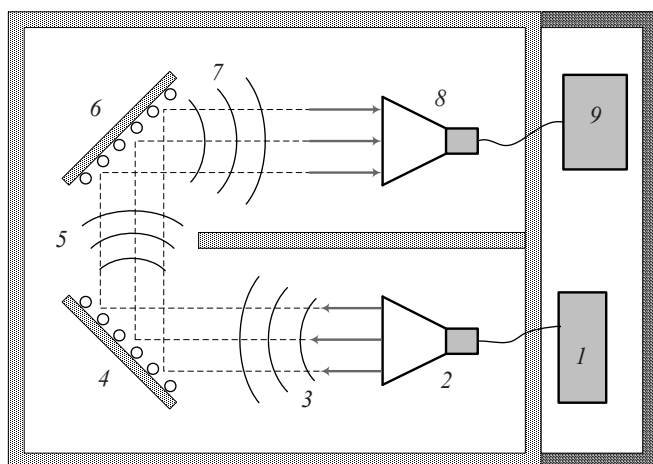


Рис. 5.13. Схема эксперимента в безэховой камере: 1 – генератор СВЧ сигналов; 2 – рупорная антенна, предназначенная для излучения волн; 3 – пучок падающего излучения; 4 – первый образец двойной ДНК-подобной спирали; 5 – пучок отраженного от первого образца излучения; 6 – второй образец двойной ДНК-подобной спирали; 7 – пучок регистрируемого излучения; 8 – рупорная антенна, предназначенная для приема волн; 9 – приемник СВЧ сигналов

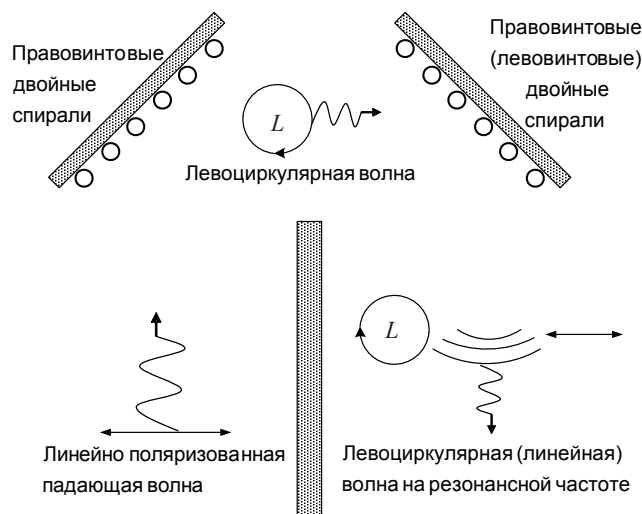


Рис. 5.14. Схема преобразования поляризации электромагнитной волны при отражении от образцов, изготовленных из ДНК-подобных правых и левых спиралей

поляризована влево (вектор напряженности поля описывает в пространстве левый винт), если спирали обеих решеток были правыми и линейно поляризованной, если спирали первой решетки были правыми, а второй решетки – левыми. Во втором случае интенсивность волны, испытавшей двойное отражение от решеток, была значительно меньшей.

Зависимости эллиптичности отраженных волн от частоты графически проиллюстрированы на рис. 5.15. При использовании правых спиралей в обоих образцах эффект поляризационной селективности излучения проявляется в отношении падающего излучения частотой 2,8 ГГц (рис. 5.15, *I: а*). Если первый образец состоит из правых спиралей, а второй из левых, то эффект поляризационной селективности излучения не имеет места (на рис. 5.15, *I: б*).

Зависимости, изображенные на рис. 5.15, *I*, получены в условиях, когда вектор напряженности электрического поля падающей линейно поляризованной волны направлен перпендикулярно осям спиралей. В экспериментах, проведенных в измененных условиях, когда вектор $\vec{E}$ был направлен вдоль осей спиралей, получены зависимости эллиптичности от частоты, сходные с представленными на указанном рисунке.

Кроме того, исследована зависимость интенсивности электромагнитной волны, отраженной от второго образца, от частоты. Графики зависимости на рис. 5.15, *II: в* приведены для случая правых спиралей на обоих образцах,

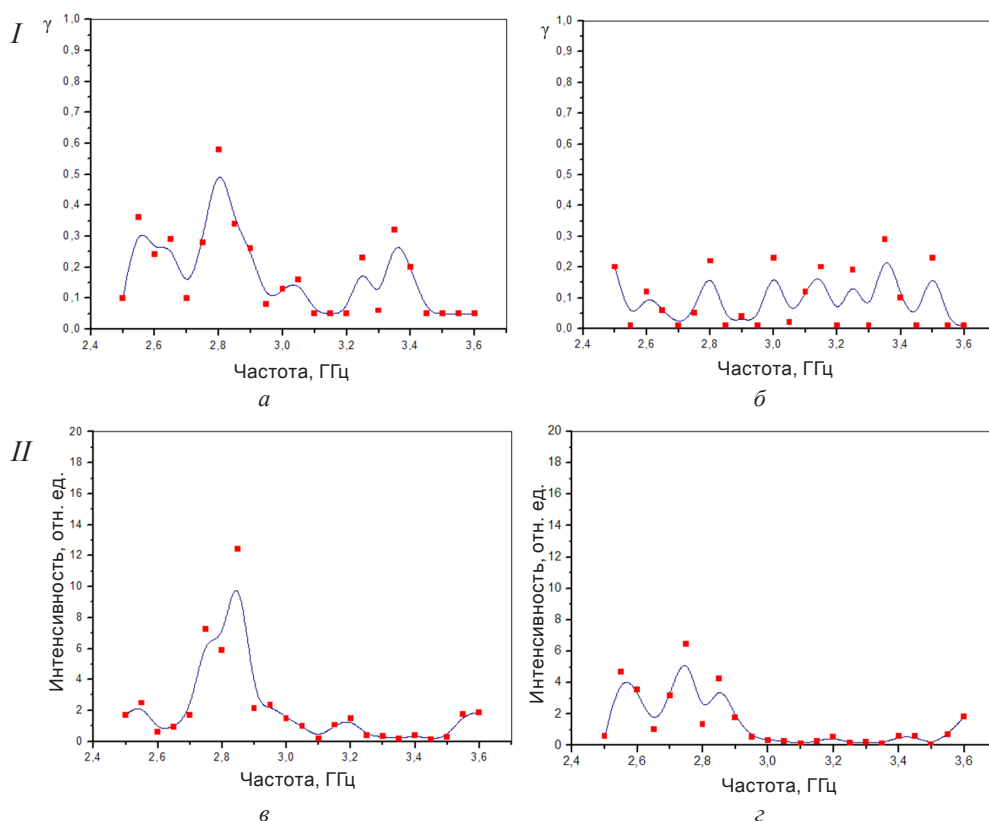


Рис. 5.15. Графики зависимости эллиптичности (*I*) и относительной интенсивности (*II*) отраженной волны от частоты падающего излучения: *а, в* – оба образца состоят из правых спиралей; *б, г* – первый образец состоит из правых спиралей, второй образец – из левых спиралей

а на рис. 5.15, II: z – для случая правых спиралей на первом образце и для случая левых спиралей на втором образце.

Эффект поляризационной селективности излучения еще более четко проявился для интенсивности волны, отраженной от образцов с двойными правыми спиральями на той же частоте, что и была для максимума эллиптичности 2,8 ГГц. В то время как для образцов спиралей противоположного знака интенсивность отраженной волны имела максимум, приблизительно в 2,0 раза меньший, на частоте, близкой к 2,8 ГГц. Значит, поляризационная селективность подразумевает не только избирательность волны по отношению к длине волны и виду поляризации, но также и по отношению к ее интенсивности.

Таким образом, двойное отражение первоначально линейно поляризованной волны на одних и тех же образцах дает волну высокой эллиптичности и интенсивности. Если образцы состоят из спиралей с противоположной киральностью, то результирующая волна возвращается в начальное – почти линейная поляризация – состояние, имея при этом в 2,0 раза меньшую интенсивность. Аналогичная тенденция наблюдалась, когда вектор $\vec{E}$ падающей волны колебался вдоль оси спирали.

Экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с теоретическими результатами. Было показано, что оптимальные двойные спирали могут превращать состояние поляризации падающей волны из линейной в круговую при неаксиальном отражении, что не достижимо с использованием оптимальных одинарных спиралей. Это является прямым подтверждением теоретических выводов.

В эксперименте с двойным отражением от образцов двумерных массивов двойных спиралей с одинаковой и противоположной киральностью была продемонстрирована высокая селективность круговой поляризации за счет фильтрации (отражения только одной из мод циркулярной поляризации). Этот эффект имеет место также и при аксиальном распространении волны в массиве из спиралей.

Из приведенной выше теоретической модели следует, что длина волны резонанса зависит от размера спиралей и, следовательно, аналогичные результаты могут быть экстраполированы на другие частотные диапазоны в силу масштабируемости электродинамики Максвелла. Однако в настоящее время затруднительно с уверенностью утверждать, что наблюдаемые эффекты поляризации существуют для молекул ДНК в силу как низкой электропроводности, так и очень малого ее размера. Только экспериментальное исследование может прояснить данную ситуацию. Эксперименты такого рода требуют дорогостоящего и очень сложного оборудования для генерации циркулярно поляризованного излучения в мягком рентгеновском диапазоне. В последнее время оборудование такого типа начинают создавать в ведущих научно-исследовательских центрах мира.

5.4.2. Экспериментальное исследование дезоксирибонуклеиновой кислоты в оптическом диапазоне

В работе экспериментально исследована поляризационная селективность молекулы ДНК на примере ДНК березы повислой (лат. *Betula pendula*) в видимом диапазоне на длине волны $\lambda = 633$ нм He–Ne лазера и на примере образцов ДНК в растворе дистиллированной воды в УФ диапазоне длин волн на частоте 4-й гармоники АИГ-Nd³⁺-лазера (длина волны $\lambda = 266$ нм).

В результате эксперимента в видимом диапазоне спектра выяснилось, что поглощение луча лазера образцами ДНК практически не менялось в зависимости от вида циркулярной поляризации излучения. При этом линейно поляризованное излучение поглощалось в большей степени, чем циркулярно поляризованное, что может быть объяснено частичной линейной упорядоченностью спиралей ДНК в образце, так как изучаемые растительные ДНК были получены путем их движения в геле вдоль направления действия электрического поля, что приводило к их «сортировке» на участки приблизительно равной длины (рис. 5.16).

Ниже приведены три графика (рис. 5.17) поглощения соответственно для случаев, когда падающее на раствор ДНК УФ излучение было линейно поляризованным и поляризованным по кругу влево и вправо.

Раствор ДНК заливали в кварцевую кювету, фото которой приведено на рис. 5.18. Толщина раствора в данном случае составляла 1 мм.

В результате данного эксперимента выяснено, что поглощение излучения с длиной волны $\lambda = 266$ нм образцами ДНК совсем слабо – на 5 % изменяется в зависимости от типа его циркулярной поляризации. При этом линейно поляризованное излучение поглощалось больше, чем циркулярно поляризованное примерно на 20 %, что является показателем дихроичного эффекта (эффекта поляризационной селективности).



Рис. 5.16. Образец ДНК березы повислой в полимерной оболочке:
темные участки – ДНК в геле, отсортированные по длине молекул
(для исследования выделяются участки с наибольшей концентрацией молекул)

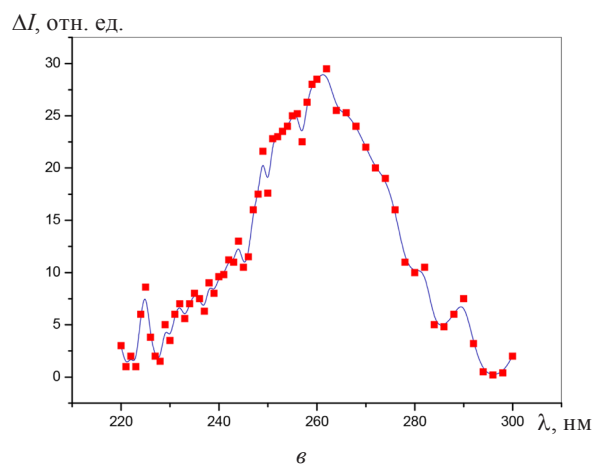
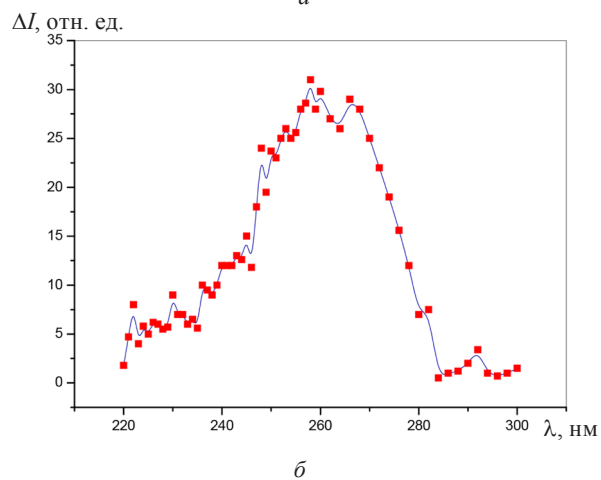
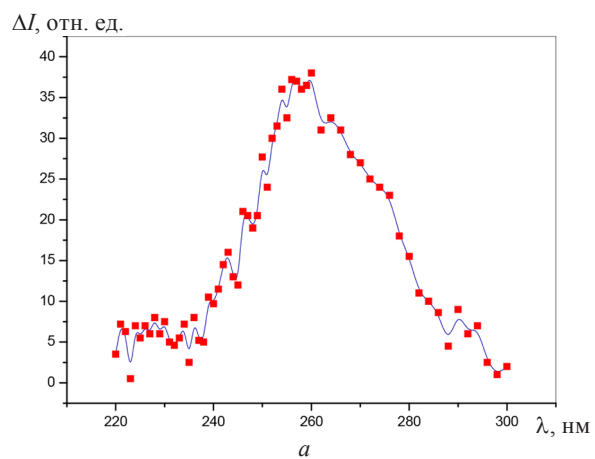


Рис. 5.17. Зависимость интенсивности излучения, поглощенного в слое раствора ДНК толщиной 1 мм, от длины волны. Падающее излучение поляризовано:
a – линейно; *б* – левовращающе; *в* – правовращающе



Рис. 5.18. Кварцевая кювета с раствором растительных ДНК

Данный результат согласуется с подобными ранними исследованиями, однако следует заметить, что максимальный эффект поляризационной селективности в соответствии с расчетами теории должен проявляться при условии главного резонанса для спирали ДНК, т. е. когда длина волны излучения приближается к $\lambda \approx 7 \div 8$ нм. Длина волны He–Ne лазера приблизительно в $90 \div 80$ раз больше данных значений, поэтому поглощение ДНК линейной и циркулярной волны видимого диапазона происходит в одинаковой мере.

Длина волны АИГ-Nd³⁺-лазера приблизительно в 30,0 раз больше резонансной для спирали ДНК, и мы наблюдаем, что для УФ диапазона рассматриваемый эффект поляризационной селективности уже более выражен, и отличия в поглощении линейного и циркулярного излучений могут достигать 20 %.

Выводы

На основе принципа электродинамического подобия показано, что эффект поляризационной селективности, наблюдаемый для ДНК-подобных спиралей в СВЧ-диапазоне длин волн, для молекулы ДНК может иметь место в нанометровом диапазоне.

Этот эффект является одним из определяющих для ДНК (возможно и для других спиральных объектов) и напрямую связан с нарушением зеркальной симметрии в природных структурах и явлениях. Это может быть важно при генетическом сохранении различий между право- и левовинтовыми формами объектов живой природы [19-А, 23-А, 25-А, 26-А, 28-А, 30-А, 31-А, 72-А, 75-А, 77-А, 82-А].

Обладая оптимальной геометрической формой, молекула ДНК не подвержена воздействию правой циркулярно поляризованной электромагнитной волны в нанометровом диапазоне. Такая волна, для которой правосторонняя молекула ДНК является «прозрачной», должна распространяться перпенди-

кулярно оси спирали и образовывать в пространстве правый винт. Соответственно, волна, излучаемая правосторонней молекулой ДНК перпендикулярно оси спирали при условии резонанса, имеет левую циркулярную поляризацию. Эти особенности могут быть использованы при создании ДНК-подобных метаматериалов с селективными поляризационными свойствами [83-A–85-A].

Впервые заявлено преимущество двухцепочечной ДНК-подобной спирали как оптимального кругового поляризатора в направлении распространения волны, перпендикулярном к оси спирали. Аналогичное явление имеет место и при распространении волны вдоль оси спирали. Оно исследовано с достаточной полнотой и используется в технике антенн. Для волн, излучаемых в перпендикулярном к оси спирали направлении, обнаружено, что эффект поляризационной селективности имеет свой максимум для некоторой определенной геометрии (формы) спирали, которая напоминает двойную спираль (бифилярную), подобную ДНК по углу подъема [90-A].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные научные результаты

В результате исследования получены следующие новые научные результаты, в совокупности составляющие основу для развития нового научного направления – проектирования метаматериалов и спирально-структурированных систем с оптимальными параметрами.

1. Для спиральных элементов метаматериалов получено соотношение, связывающее проекции электрического дипольного момента и магнитного момента на ось спирали. Показано, что полученное соотношение является универсальным и выполняется при любом распределении плотности тока в спиральном элементе, включая сильно неоднородные токи, обусловленные скин-эффектом и резонансными явлениями, условия которых определяются параметрами спирального элемента. Универсальность полученного соотношения заключается также в том, что независимо от причины изменения тока в каждом спиральном элементе (в результате прямого воздействия падающей электромагнитной волны или под влиянием других спиральных элементов, образующих структуру) компоненты электрического дипольного момента p_x и магнитного момента m_x изменяются согласованно и полученное соотношение остается правильным. Оно может быть использовано при проектировании метаматериалов с высокой концентрацией спиральных элементов в искусственной структуре [18-А, 19-А, 32-А].

2. Определены параметры спирального элемента, при которых возможно излучение циркулярно поляризованной волны и при которых в нем возникают одинаково значимые электрический дипольный момент p_x и магнитный момент m_x при резонансном воздействии электромагнитного поля. Показано, что для спирального элемента с оптимальными параметрами все три поляризуемости (диэлектрическая, магнитная, киральная), характеризующие его как бианизотропную частицу, равны, и что в условиях главного резонанса оптимальные параметры спирального элемента однозначно определяются углом подъема и числом витков и не зависят от длины волны электромагнитного поля, тем самым достигается применимость оптимальных параметров к различным частотным диапазонам [18-А, 21-А, 24-А].

3. Разработаны теоретические основы устройств на основе метаматериалов со спиральной структурой, предназначенных для преобразования поляриза-

ции электромагнитных волн СВЧ-диапазона, в том числе для трансформации линейно поляризованной волны в циркулярно поляризованную. Показано, что свойства исследованных спиральных элементов оптимальны при активации как электрическим, так и магнитным полем, т. е. не зависят от азимута поляризации падающей волны. В этом состоит преимущество оптимальных спиральных элементов перед другими возможными структурными элементами метаматериалов, например прямолинейными вибраторами и кольцевыми резонаторами [16-А, 17-А, 18-А].

4. Найдено аналитическое решение волнового уравнения для электромагнитного поля, распространяющегося в многослойном метаматериале, созданном на основе упорядоченно расположенных спиральных и омега-элементов. Показано, что на основе точного решения граничной задачи возможны как описание брэгговской дифракции электромагнитных волн на периодической структуре метаматериала, так и учет многократного френелевского отражения волн от границ образца. Тем самым методически обеспечена возможность полного моделирования прохождения и отражения электромагнитных волн с учетом задаваемых параметров метаматериала. Показано, что влияние локального параметра киральности и локального омега-параметра проявляется в сдвиге границ области брэгговского отражения, а также в изменении ширины области брэгговского отражения. Получена модифицированная формула де Ври для определения угла поворота плоскости поляризации электромагнитной волны [1-А, 2-А, 9-А].

5. Определен оптимальный угол подъема витков спиральных элементов метаматериала, при котором обеспечивается максимальное значение среднего параметра киральности структуры. В результате численного моделирования свойств кирального метаматериала на основе упорядоченных одновитковых спиральных элементов с углом подъема 53° , а также экспериментального исследования взаимодействия метаматериала с электромагнитным излучением в ТГц диапазоне показано, что в рамках предложенной модели удовлетворительно описываются свойства метаматериала с большой киральностью. Установлено, что максимальные значения угла поворота плоскости поляризации волны и циркулярного дихроизма, рассчитанные на основе предложенной модели, соответствуют наблюдаемым в эксперименте [16-А, 32-А, 33-А].

6. На основе парных спиральных элементов с оптимальными параметрами разработаны и созданы поглощающие метаматериалы с компенсированной киральностью, демонстрирующие при этом слабое отражение волн. Показано, что полученные метаматериалы проявляют одинаково значимые диэлектрические и магнитные свойства, которые обусловлены оптимальной формой спиральных элементов. В то же время киральные свойства метаматериалов являются скомпенсированными, поскольку используются парные оптимальные спиральные элементы с правым и левым направлением закручивания. В результате созданные метаматериалы обладают в СВЧ либо в ТГц диапа-

зоне волновым импедансом, близким к импедансу свободного пространства [27-А, 39-А, 50-А].

7. Определено влияние параметров образца на коэффициенты отражения и прохождения при взаимодействии электромагнитных волн с метаматериалом с компенсированной киральностью, изготовленным по специальной технологии и содержащим спиральные элементы, которые состоят из металлического, полупроводникового и диэлектрического слоев. В результате аналитических и численных расчетов, а также экспериментальных исследований подтверждено, что вблизи резонансной частоты образец характеризуется значительным коэффициентом поглощения и одновременно низким коэффициентом отражения [39-А, 52-А].

8. Доказана поляризационная селективность взаимодействия ДНК-подобных спиралей с СВЧ-излучением и показано, что в соответствии с принципом электродинамического подобия она может иметь место для молекулы ДНК в глубоком УФ (мягком рентгеновском) диапазоне. Высказана гипотеза, что этот эффект является одним из определяющих для ДНК и связан с нарушением зеркальной симметрии в природных структурах и явлениях. Этот результат имеет большое значение при решении задач, связанных с сохранением генетических различий между право- и левовинтовыми формами объектов живой природы [19-А, 26-А, 28-А, 30-А, 31-А].

9. Обосновано, что обладающая оптимальной геометрической формой молекула ДНК в глубоком УФ диапазоне не чувствительна к воздействию правоциркулярно поляризованной электромагнитной волны. Соответственно, волна, излучаемая в условиях резонанса правовинтовой молекулой ДНК перпендикулярно оси спирали, левовинтовыми поляризована [19-А, 26-А, 30-А].

10. Впервые установлено преимущество двухщепочной ДНК-подобной спирали как оптимального кругового поляризатора для волны, распространяющейся в направлении, перпендикулярном оси спирали [28-А, 31-А, 36-А].

Рекомендации по практическому использованию результатов

Результаты проведенных нами исследований представляют значительный интерес для науки и практики, так как на их основе можно:

- предсказывать и исследовать электромагнитные свойства новых метаматериалов;
- разрабатывать теоретические основы преобразователей поляризации электромагнитных волн, создаваемых на основе композитных сред со спиральной и омега-структурой;
- изготавливать такие среды на основе элементов с рассчитанными оптимальными параметрами.

Результаты данной работы могут быть использованы при создании:

- слабо отражающих экранов;
- поглощающих покрытий на основе спирально-структурированных систем;

– частотных и поляризационно-селективных фильтров и преобразователей поляризации в СВЧ и ТГц диапазонах.

Результаты исследований, изложенные в главе 3, могут быть использованы в радиоэлектронике при конструировании и расчете преобразователей поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной и омега-структурой. В работе предложен вариант преобразователя поляризации электромагнитных волн, который отличается от известных преобразователей значительно расширенным частотным диапазоном работы [116-А, 117-А].

На основе результатов исследований, описанных в главе 4, возможны разработка и создание метаматериалов, состоящих из оптимальных спиральных элементов и предназначенных для применения в ТГц диапазоне. Возможно также создание слабо отражающих поглощающих покрытий и новых метаматериалов с отрицательным показателем преломления, для реализации плоской «линзы», функционирующей в ТГц диапазоне.

На основе оптимальных спиральных элементов возможна реализация тонкой поглощающей метаповерхности, которая не отражает волны в широком частотном диапазоне, в то время как коэффициент прохождения имеет узкий провал вследствие значительного (практически полного) поглощения. Такая метаповерхность реализуется использованием киральных частиц в элементарных ячейках, расположенных в периодическом плоском рацемическом массиве, что компенсирует киральность на макроскопическом уровне. Такой подход имеет широкий диапазон возможных применений во всем спектре электромагнитных волн, в том числе при создании совершенных компактных волновых фильтров, новых видов болометров, селективных многочастотных сенсоров [50-А].

Возможна разработка болометра, который измеряет мощность падающего излучения различных спектральных линий одновременно. Узкополосный отклик предложенных поглотителей делает их идеальными кандидатами для использования в болометрических массивах в астрономии для волн дальнего ИК диапазона.

Благодаря безотражательному принципу действия предложенные поглотители могут быть успешно использованы для стелс-приложений, особенно для неметаллических объектов. В отличие от обычных поглотителей на металлической поверхности они не увеличивают эффективную площадь рассеяния скрытого объекта за пределами полосы поглощения [50-А].

Результаты, изложенные в главе 5, показывают, что молекула ДНК обладает оптимальной геометрической формой, вследствие чего в нанометровом диапазоне она не чувствительна к воздействию правоциркулярно поляризованной электромагнитной волны, т. е. волны, для которой векторы электрического и магнитного полей образуют в пространстве правый винт. Эти результаты будут использованы при создании метаматериалов с селективными поляризационными свойствами на основе ДНК-подобных спиралей.

ЛИТЕРАТУРА И ИСТОЧНИКИ

1. Pasteur, L. Recherches sur la dissymétrie moléculaire des produits organiques naturels / *Euvres de Pasteur* / ed. Pasteur Vallery-Radot. – Paris, Masson, 1922. – Vol. 1. – P. 314–344.
2. Вернадский, В. И. Состояния пространства, отвечающие живому веществу / В. И. Вернадский // *Химическое строение биосферы Земли и ее окружения* / В. И. Вернадский. – 2-е изд. – М. : Наука, 1987. – С. 158–174.
3. Морозов, Л. Л. Попытка оценки космологических условий возникновения жизни / Л. Л. Морозов, В. В. Кузьмин, В. И. Гольданский // *Докл. АН СССР*. – 1984. – Т. 275, № 1. – С. 198–201.
4. Arago, D. F. Sur une modification remarquable qu' éprouvent les rayons lumineux dans leur passage a travers certains corps diaphanes, et sur quelques autres nouveaux phenomnes d'optique / D. F. Arago // *Mem. Inst.* – 1811. – Vol. 1. – P. 93.
5. Biot, J. B. Phernomenes de polarisation successive, observers dans des fluides homogenes / J. B. Biot // *Bull. Soc. Philomath.* – 1815. – P. 190–192.
6. Федоров, Ф. И. Теория гиротропии / Ф. И. Федоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 452 с.
7. Pasteur, L. Recherches sur les relations qui peuvent exister entre la forme crystalline, la composition chimique et le sens de la polarisation rotatoire / L. Pasteur // *Annales de chimie et de physique*. – 1848. – Vol. 24. – P. 442–459.
8. Fresnel, A. Memoire sur la double refraction que les rayons lumineux eprouvent en traversant les aiguilles de cristal de roche suivant des directions paralleles A l'axe / A. Fresnel // *Oeuvres*. – 1822. – Vol. 1. – P. 731–751.
9. Бокуть, Б. В. Основы теоретической кристаллооптики. / Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков. – Гомель : Гомельский государственный университет, 1977. – Ч. 1–2. – 160 с.
10. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М. : Наука, 1978. – 926 с.
11. Varadan, V. V. Equivalent dipole moments of helical arrangements of small, isotropic, point-polarizable scatters: Application to chiral polymer design / V. V. Varadan, A. Lakhtakia, V. K. Varadan // *Journal of Applied Physics*. – 1988. – Vol. 63. – P. 280–284.
12. Weiglhofer, W. S. Chiral media: New developments in an old field / W. S. Weiglhofer // *URSI international symposium on electromagnetic theory, proceedings, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 1989, August 14–17.*– Stockholm, Sweden, 1989. – P. 271–273.
13. Киральные метаматериалы терагерцового диапазона на основе спиралей из металл-полупроводниковых наноплёнок / Е. В. Наумова [и др.] // *Автометрия*. – 2009. – Vol. 45, № 4. – С. 12–22.
14. Free-standing and overgrown InGaAs // *GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays* / Prinz V. Ya. [et al.] // *Physica E*. – 2000. – Vol. 6, № 1. – P. 828–831.
15. Структура с киральными электромагнитными свойствами и способ ее изготовления (варианты) : пат. 2317942 РФ : МПК В82В 3/00 (2006) / Е. В. Наумова, В. Я. Принц ; дата публ.: 27.02.2008.
16. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М., 1982. – 620 с.

17. Sihvola, A. H. Bi-isotropic constitutive relations / A. H. Sihvola, I. V. Lindell // *Microwave and Optical Technology Letters*. – 1991. – Vol. 4, № 8. – P. 195–297.
18. Kong, J. A. *Electromagnetic Wave Theory* / J. A. Kong. – New York : Willey, 1986. – 696 p.
19. Monzon, J. C. Radiation and scattering in homogeneous general bi-isotropic region / J. C. Monzon // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. – 1990. – Vol. 38, № 2. – P. 227–235.
20. Бокуть, Б. В. К феноменологической теории естественной оптической активности / Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1971. – Т. 61, № 5. – С. 1808–1813.
21. Шевченко, В. В. Киральные электромагнитные объекты / В. В. Шевченко // *Соросовский образовательный журнал*. – 1998. – № 2. – С. 109–114.
22. *Advances in Complex Electromagnetic Materials* / A. Priou [et al.]. – Kluwer Academic Publishers, NATO ASI. – 1997. – Ser. 3. – Vol. 28. – 396 p.
23. Cloete, J. H. The status of experimental research on chiral composites / J. H. Cloete // *Bianisotropics'97 : proceedings of the International Conference and Workshop on Electromagnetics of Complex Media, The University of Glasgow, Great Britain, 1997, June 5–7*. – The University of Glasgow, Great Britain, 1997. – P. 39–42.
24. Lafosse, X. New all-organic chiral material and characterisation between 4 and 6 GHz / X. Lafosse // *Chiral'94 : proceedings of the 3rd International Workshop on Chiral, Bi-isotropic and Bi-anisotropic Mediaproceedings, Perigueux, France, 1994, May 18–20*. – Perigueux, France, 1994. – P. 209–214.
25. Whites, K. W. Composite uniaxial bianisotropic chiral materials characterization: comparison of predicted and measured scattering / K. W. Whites, C. Y. Chang // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. – 1997. – Vol. 11. – P. 371–394.
26. Tretyakov, S. A. Influence of chiral shapes of individual inclusions on the absorption in chiral composite coatings / S. A. Tretyakov, A. A. Sochava, C. R. Simovski // *Electromagnetics*. – 1996. – Vol. 16. – P. 113–127.
27. Cloete, J. H. The role of chirality in synthetic microwave absorbers / J. H. Cloete, M. Bingle, D. B. Davidson // *International Conference Electromagnetics in Advanced Applications, proceedings, Torino, Italy, 1999, September 13–17*. – Torino, Italy, 1999. – P. 55–58.
28. Tretyakov, S. A. Proposed composite material for nonreflecting shields and antenna radomes / S. A. Tretyakov, A. A. Sochava // *Electronics Letters*. – 1993. – Vol. 29. – P. 1048–1049.
29. Engheta, N. Modes in Chirowaveguides / N. Engheta, P. Pelet // *Optics Letters*. – 1989. – Vol. 14, № 11. – P. 593–595.
30. Microwave-absorbing chiral composites: Is chirality essential or accidental? / C. F. Bohren [et al.] // *Applied Optics*. – 1992. – Vol. 31, № 30. – P. 6403–6407.
31. Busse, G. Waveguide characterization of chiral material: Experiments. / G. Busse, J. Reinert, A. F. Jacob // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. – 1999. – Vol. 47, № 3. – P. 297–301.
32. Whites, K. W. Full wave computation of constitutive parameters for lossless composite chiral materials / K. W. Whites // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. – 1995. – Vol. 43, № 4. – P. 376–384.
33. Bassiri, S. Electromagnetic wave propagation through a dielectric-chiral interface and through a chiral slab / S. Bassiri, C. H. Papas, N. Engheta // *Journal of the Optical Society of America*. – 1988. – Vol. A5. – P. 1450–1459.
34. Третьяков, С. А. Электромагнитные волны в киральных средах – новая область прикладной теории волн / С. А. Третьяков // *Волны и дифракция-90*. – М. : Физическое общество СССР. – 1990. – Т. 3. – С. 197–199.
35. Bi-isotropics'93, Workshop on novel microwave materials : proceedings, Helsinki, 1993, February 1–4 / ed. A. Sihvola. – 1993, February 1–4, Helsinki, Finland. – Helsinki : Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1993. – 92 p.
36. *Bianisotropics'93 : proceedings of the Seminar on Electrodynamics of Chiral and Bianisotropic Media, Gomel, Belarus, 1993, October 12–14* / ed.: A. Sihvola, S. Tretyakov, I. Semchenko. –

1993, October 12–14, Gomel, Belarus. – Helsinki : Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1993. – 120 p.

37. Chiral'94: proceedings of the 3rd International Workshop on Chiral, Bi-isotropic and Bi-anisotropic Media, Perigueux, France, 1994, May 18–20 / ed.: F. Mariotte, J. P. Parneix. – 1994, May 18–20, Perigueux, France. – Perigueux, 1994. – 458 p.

38. Chiral'95: proceedings of the International Conference on the Electromagnetic Effects of Chirality and its Applications, Pennsylvania, USA, 1995, October 12–14 / ed.: A. Sihvola [et al.]. – 1995, October 12–14, Pennsylvania, USA. – The Pennsylvania State University, USA, 1995. – 174 p.

39. Chiral'96: Book of Abstracts NATO Advanced Research Workshop, Moscow – St. Petersburg, Russia, 1996, July 23–30 / ed.: A. Sihvola [et al.]. – Helsinki : Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1996. – 47 p.

40. Bianisotropics'97 : proceedings of the International Conference and Workshop on Electromagnetics of Complex Media, The University of Glasgow, Great Britain, 1997, June 5–7 / ed.: W. H. Weiglhofer. – The University of Glasgow, Great Britain, 1997. – 318 p.

41. Bianisotropics'98 : proceedings of the 7th International Conference on Complex Media, Bi-anisotropics'98, Technical University of Braunschweig, Germany, 1998, June 3–6 / Technische Universität Braunschweig ; ed.: A. F. Jacob, J. Reinert. – Germany, Technical University of Braunschweig, 1998. – 328 p.

42. Bianisotropics' 2000 : proceedings of the 8th International Conference on Complex Media, Lisbon, Portugal, 2000, September 27–29 / ed.: Afonso M. Barbosa, Antonio L. Topa. – Lisbon, Portugal, 2000. – 422 p.

43. Bianisotropics'2002 : proceedings of 9th International Conference on Complex Media, Marrakech, Morocco, 2002, May 8–11 / ed.: S. Zoudi, A. Sihvola, M. Aarslane. – Marrakech, Morocco, 2002. – 109 p.

44. Bianisotropics'2004 : proceedings of 10th International Conference on Complex Media and Metamaterials, Het Pand, Chent, Belgium, 2004, September 22–24 / ed.: F. Olyslager, A. Franchois, A. Sihvola. – Het Pand, Chent, Belgium, 2004. – 282 p.

45. Bianisotropics 2006: proceedings of International Conference on Complex Media and Metamaterials, Samarkand, Uzbekistan, 2006, September 25–28 / Electromagnetics Laboratory Report Series ; ed.: A. Sihvola, A. Vinogradov, A. Merzlikin. – Finland : Helsinki University of Technology, 2006. – 70 p.

46. Веселаго, В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ / В. Г. Веселаго // Успехи физических наук. – 1967. – Т. 7. – С. 517–526.

47. Pendry, J. B. Negative refraction makes a perfect lens / J. B. Pendry // Physical review letters. – 2000. – Vol. 85. – P. 3966–3969.

48. Shelby, R. A. Experimental verification of a negative index of refraction / R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz // Science. – 2001. – Vol. 292, № 5514. – P. 77–79.

49. Электрохимические методы синтеза гиперболических метаматериалов / А. В. Атращенко [и др.] // Наносистемы: физика, химия, математика. – 2012. – Т. 3, № 3. – С. 31–51.

50. Cai, W. Optical metamaterials: fundamentals and applications / W. Cai, V. Shalaev. – New York : Springer, 2010. – 200 p.

51. Metamaterials 2007 : proceedings of 1st International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Rome, Italy, 2007, October 22–26 / University “Roma Tre” ; ed.: F. Bilotti, L. Vegni. – Rome, Italy, 2007. – 961 p.

52. Metamaterials 2008 : proceedings of 2nd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Pamplona, Spain, 2008, September 21–26. – Pamplona, Spain, 2008. – 73 p.

53. Metamaterials 2009 : proceedings of 3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, London, Great Britain, 2009, August 30 – September 4. – London, Great Britain, 2009. – 79 p.

54. Metamaterials 2010 : proceedings of 4th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics 2010, Karlsruhe, Germany, 2010, September 13–18 [Electronic

resource]. – Mode of access: <http://www.metamorphose-vi.org/proceedings/proceedings.congress2010.zip>. – Date of access: 08.02.2016.

55. Metamaterials 2011 : proceedings of 5th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Barcelona, Spain, 2011, October 10–15. – Barcelona, Spain, 2011. – 104 p.

56. Metamaterials 2012 : proceedings of 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, St. Petersburg, Russia, 2012, September 17–22. – St. Petersburg, Russia, 2012. – 103 p.

57. Metamaterials 2013 : programme of 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Bordeaux, France, 2013, September 16–21. – Bordeaux, France, 2013. – 146 p.

58. Metamaterials 2014 : programme of 8th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics «Metamaterials 2014», Copenhagen, Denmark, 2014, August 25–30. – Copenhagen, Denmark, 2014. – 124 p.

59. Metamaterials 2015 : programme of 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics «Metamaterials 2015», Oxford, Great Britain, 2015, September 7–12. – Oxford, Great Britain, 2015. [Electronic resource]. – Mode of access: <http://congress2015.metamorphosevi.org/index.php/component/svisor/?task=showScheduleSvisor&Itemid=156>. – Date of access: 08.02.2016.

60. Metamaterials 2016: programme of 10th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics «Metamaterials 2016», Crete, Greece, 2016, September 17–22. – Chania, Crete, Greece, 2016. – 94 p.

61. Metamaterials 2017: programme of 11th International Congress on Engineered Material Platforms for Novel Wave Phenomena «Metamaterials 2017», Marseille, France, 2017, August 28 – September 2 [Electronic resource]. – Marseille, France, 2017. – Mode of access: <http://congress2017.metamorphose-vi.org/index.php/component/svisor/?task=showScheduleSvisor&Itemid=156>. – Date of access: 27.07.2018.

62. Metamaterials 2018 : programme of 12th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena «Metamaterials 2018», Espoo, Finland, 2018, August 27 –September 1 [Electronic resource]. – Espoo, Finland, 2018. – Mode of access: <http://congress2018.metamorphose-vi.org/index.php/component/svisor/?task=showScheduleSvisor&Itemid=156>. – Date of access: 27.07.2018.

63. Metamaterials 2019 : 13th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena «Metamaterials 2019», Rome, Italy, 2019, September 16–21 [Electronic resource]. – Rome, Italy, 2019. – Mode of access: <http://congress2019.metamorphose-vi.org>. – Date of access: 02.08.2018.

64. Electromagnetics of bianisotropic materials: Theory and Applications / A. N. Serdyukov [et al.]; Gordon and Breach Publishing Group [etc.]. – London, 2001. – 337 p.

65. Plum, E. Chirality and Metamaterials: Thesis for the degree of Doctor of Philosophy / E. Plum ; University of Southampton. – 2010. – 206 p.

66. Metamaterial [Electronic resource] // Wikipedia, the free encyclopedia. – Mode of access: <https://en.wikipedia.org/wiki/Metamaterial>. – Date of access: 12.10.2012.

67. Bose, J. C. On the rotation of plane of polarization of electric waves by a twisted structure / J. C. Bose // Royal Society of London : proceedings. – 1898. – Vol. 63. – P. 146–152.

68. Emerson, D. T. The Work of Jagadis Chandra Bose: 100 Years of Millimeter-Wave Research / D. T. Emerson // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1997. – Vol. 45, № 12. – P. 2267–2273.

69. Lindman, K. F. Öfversigt af Finska Vetenskaps-Societetens förhandlingar / K. F. Lindman // A. Matematik och naturvetenskaper. – 1914. – Vol. LVII, № 3. – P. 1–32.

70. Brown, J. Artificial dielectrics having refractive indices less than unity / J. Brown // Institution of Electrical Engineers : proceedings, London. – 1953. – № 100. – P. 51–62.

71. Rotman, W. Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media / W. Rotman // Antennas and Propagation IRE Transactions. – 1962. – Vol. 10, № 1. – P. 82–95.

72. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena / J. B. Pendry [et al.] // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1999. – Vol. 47, № 11. – P. 2075–2084.
73. Schelkunoff, S. A. Antennas: Theory and Practice / S. A. Schelkunoff, H. T. Friis. – New York : John Wiley & Sons, 1952. – 584 p.
74. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity / D. R. Smith [et al.] // Physical Review Letters. – 2000. – Vol. 84, № 18. – P. 4184–4187.
75. Shelby, R. A. Experimental verification of a negative index of refraction / R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz // Science. – 2001. – Vol. 292. – P. 77–79.
76. Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial / G. Dolling [et al.] // Science. – 2006. – Vol. 312. – P. 892–894.
77. Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength / G. Dolling [et al.] // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32. – P. 53–55.
78. Агранович, В. М. Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света / В. М. Агранович, Ю. Н. Гарпштейн // Успехи физических наук. – 2006. – Т. 176, № 10. – С. 1051–1068.
79. Сивухин, Д. В. Об энергии электромагнитного поля в диспергирующих средах / Д. В. Сивухин // Оптика и спектроскопия. – 1957. – Т. 3, № 4. – С. 308–312.
80. Пафомов, В. Е. К вопросу о переходном излучении и излучении Вавилова–Черенкова / В. Е. Пафомов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1959. – Т. 36, № 6. – С. 1853–1858.
81. Пафомов, В. Е. Излучение Черенкова в анизотропных ферритах / В. Е. Пафомов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1956. – Т. 30, № 4. – С. 761–765.
82. Пафомов, В. Е. Излучение от электрона, пересекающего пластину / В. Е. Пафомов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1957. – Т. 33, № 4. – С. 1074–1075.
83. Мандельштам, Л. И. Групповая скорость в кристаллической решетке / Л. И. Мандельштам // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1945. – Т. 15. – С. 475–478.
84. Мандельштам, Л. И. Полное собрание трудов / Л. И. Мандельштам. – М. : Издательство АН СССР, 1950. – Т. 5. – 470 с.
85. Мандельштам, Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике / Л. И. Мандельштам. – М. : Наука, 1972. – 440 с.
86. Агранович, В. М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов / В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. – М. : Наука, 1965. – 376 с.
87. McDonald, K. T. Negative Group Velocity / K. T. McDonald // American Journal of Physics. – 2001. – Vol. 69, № 5. – P. 607–614.
88. Lamb, H. On group-velocity / H. Lamb // Proceedings of the London Mathematical Society. – 1904. – Vol. s2-1, № 1. – P. 473–479.
89. Laue, M. Die Fortpflanzung der Strahlung in dispergierenden Medien. (The Propagation of Radiation in Dispersive and Absorbing Media) / M. Laue // Annals of Physics. – 1905. – Vol. 18, № 4. – P. 523–566.
90. Веселаго, В. Г. Волны в метаматериалах: их роль в современной физике / В. Г. Веселаго // Успехи физических наук. – 2011. – Т. 181, № 11. – С. 1201–1205.
91. Schuster, A. An Introduction to the Theory of Optics. / A. Schuster. – London : Edward Arnold and Co, 1928. – 397 p.
92. Pocklington, H. C. Growth of a wave-group when the group velocity is negative / H. C. Pocklington // Nature. – 1905. – Vol. 71, №1852. – P. 607–608.
93. Lagarkov, A. N. Near-perfect imaging in a focusing system based on a left-handed material plate / A. N. Lagarkov, V. N. Kissel // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 92, № 7. – P. 077401–1–077401-4.
94. Grbic, A. Overcoming the Diffraction Limit with a Planar Left-Handed Transmission-Line Lens / A. Grbic, G. Eleftheriades // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 92, № 11. – P. 117403–1–117403-4.
95. Saturation of the Magnetic Response of Split-Ring Resonators at Optical Frequencies / J. Zhou [et al.] // Physical Review Letters. – 2005. – Vol. 95, № 22. – P. 223902–1–223902-4.

96. Negative index of refraction in optical metamaterials / V. M. Shalaev [et al.] // *Optics Letters*. – 2005. – Vol. 30, № 24. – P. 3356–3358.
97. Near-infrared double negative metamaterials / S. Zhang [et al.] // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13, № 13. – P. 4922–4930.
98. Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials / S. Zhang [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 95, № 13. – P. 137404-1–137404-4.
99. Шатров, А. Д. Искусственная двумерная изотропная среда с отрицательным преломлением / А. Д. Шатров // *Физика и технические приложения волновых процессов : тез. докл. и сообщ. II науч.-техн. конф.* – Самара : Самарский государственный университет, 2003. – С. 4–6.
100. Лагарьков, А. Н. Электродинамические свойства простых тел из материалов с отрицательными магнитной и диэлектрической проницаемостями / А. Н. Лагарьков, В. Н. Кисель // *Докл. НАН Беларуси*. – 2001. – Т. 377, № 1. – С. 40–43.
101. Крафтмахер, Г. А. Композиционная среда с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями / Г. А. Крафтмахер, В. С. Бутылкин // *Письма в ЖТФ*. – 2003. – Т. 29, вып. 6. – С. 26–32.
102. Kuzmiak, V. Scattering properties of cylinder fabricated from a left-handed material / V. Kuzmiak, A. A. Maradudin // *Physical Review B*. – 2002. – Vol. 66, № 045116. – P. 1–7.
103. Negative permittivity and permeability of gold square nanosphirals / R. Abdeddaim [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Т. 94, № 8. – P. 081907/1–081907/3.
104. Шевченко, В. В. Геометрооптическая теория плоской линзы из кирального метаматериала / В. В. Шевченко // *Радиотехника и электроника*. – 2009. – Т. 54, № 6. – С. 696–700.
105. Nemec, H. Tunable terahertz metamaterials with negative permeability / H. Nemec // *Physical Review B*. – 2009. – Т. 79, № 24. – P. 241108/1–241108/4.
106. Fabrication of a novel micron scale Y-structure-based chiral metamaterial: simulation and experimental analysis of its chiral land negative index properties in the terahertz and microwave regimes / N. Wongkasem [et al.] // *Microsc. Res. and Techn.* – 2007. – Т. 70, № 6. – P. 497–505.
107. Zhang, C. Negative reflections of electromagnetic waves in a strong chiral medium / C. Zhang, T. J. Cui // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Т. 91, № 19. – P. 194101/1–194101/3.
108. Tretyakov, S. Backward-wave regime and negative refraction in chiral composites / S. Tretyakov, A. Sihvola, L. Jylha // *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*. – 2005. – № 3. – P. 107–115.
109. Мальцев, В. П. Метаматериал на основе двумерной двухэлементной решетки из цилиндров с проводимостью поверхности вдоль право- и левовинтовых линий / В. П. Мальцев, А. Д. Шатров // *Радиотехника и электроника*. – 2009. – Т. 54, № 7. – С. 832–837.
110. Cai, W. Optical cloaking with metamaterials / W. Cai [et al.] // *Nature Photonics*. – 2007. – № 1. – P. 224–227.
111. Экспериментальные реализации маскирующих покрытий / А. В. Щелокова [и др.] // *Успехи физических наук*. – 2015. – Т. 185, № 2. – С. 181–206.
112. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies / D. Schurig [et al.] // *Science*. – 2006. – Vol. 314, № 5801. – P. 977–980.
113. Electromagnetic cloaking with canonical spiral inclusions / K. Guven [et al.] // *New J. Phys.* – 2008. – Vol. 10, № 11. – P. 115037-1–115037-13.
114. Pendry, J. B. Controlling electromagnetic fields / J. B. Pendry, D. Schurig, D. R. Smith // *Science*. – 2006. – Vol. 312, № 5781. – P. 1780–1782.
115. Дубинов, А. Е. Маскировки материальных объектов методом волнового обтекания / А. Е. Дубинов, Л. А. Мытарева // *Успехи физических наук*. – 2010. – Т. 180, № 5. – С. 475–501.
116. Giant optical gyrotropy due to electromagnetic coupling / E. Plum [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Vol. 90, № 22. – P. 223113-1–223113-4.
117. Metamaterial with negative index due to chirality / E. Plum [et al.] // *Physical Review B*. – 2009. – Vol. 79, № 3. – P. 035407-1–035407-6.
118. Negative Refractive Index in Chiral Metamaterials, / S. Zhang [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol. 102, № 2. – P. 023901-1–023901-4.

119. Monzon, C. Negative Refraction and Focusing of Circularly Polarized Waves in Optically Active Media / C. Monzon, D. Forester // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 95, № 12. – P. 123904-1–123904-4.
120. Jin, Y. Focusing by a slab of chiral medium / Y. Jin, S. He // *Optics Express*. – 2005. – Vol. 13, № 13. – P. 4974–4979.
121. Cheng, Q. Negative refractions in uniaxially anisotropic chiral media / Q. Cheng, T. Cui // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 73, № 11. – P. 113104-1–113104-4.
122. Agranovich, V. M. Spatial dispersion and negative refraction of light / V. M. Agranovich, Y. N. Gartstein // *Physics-Uspekhi*. – 2006. – Vol. 49, № 10. – P. 1029–1044.
123. Strong Light-Induced Negative Optical Pressure Arising from Kinetic Energy of Conduction Electrons in Plasmon-Type Cavities / H. Liu [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2011. – Vol. 106, № 8. – P. 087401-1–087401-4.
124. Бокуть, Б. В. Особые волны в естественно-гиротропных средах / Б. В. Бокуть, Б. В. Гвоздев, А. Н. Сердюков // *Журнал прикладной спектроскопии*. – 1981. – Vol. 34, № 4. – С. 701–706.
125. Tretyakov, S. Waves and energy in chiral nihility / S. Tretyakov [et al.] // *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*. – 2003. – Vol. 17, № 5. – P. 695–706.
126. Tretyakov, S. Backward-wave regime and negative refraction in chiral composites / S. Tretyakov, A. Sihvola, L. Jylha // *Photonics and Nanostructures Fundamentals and Applications*. – 2005. – Vol. 3, № 2–3. – P. 107–115.
127. Pendry, J. B. A chiral route to negative refraction / J. B. Pendry // *Science*. – 2004. – Vol. 306, № 5700. – P. 1353–1355.
128. Negative refractive index due to chirality / J. Zhou [et al.] // *Physical Review B*. – 2009. – Vol. 79, № 12. – P. 121104-1–121104-4.
129. Construction of a chiral metamaterial with a U-shaped resonator assembly / X. Xiong [et al.] // *Physical Review B*. – 2010. – Vol. 81, № 7. – P. 075119-1–075119-6.
130. Switching the electric and magnetic responses in a metamaterial / X. Xiong [et al.] // *Physical Review B*. – 2009. – Vol. 80, № 20. – P. 201105-1–201105-4.
131. Planar electromagnetic metamaterial with a fish scale structure / V. Fedotov [et al.] // *Physical Review E*. – 2005. – Vol. 72, № 5. – P. 056613-1–056613-4.
132. Plum, E. Optical activity in extrinsically chiral metamaterial / E. Plum, V. A. Fedotov, N. I. Zheludev // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 93, № 19. – P. 191911-1–191911-3.
133. Metamaterials: Optical Activity without Chirality / E. Plum [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol. 102, № 11. – P. 113902-1–113902-4.
134. Sharp Trapped-Mode Resonances in Planar Metamaterials with a Broken Structural Symmetry / V. Fedotov [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2007. – Vol. 99, № 14. – P. 147401-1–147401-4.
135. Plasmon-Induced Transparency in Metamaterials / S. Zhang // *Physical Review Letters*. – 2008. – Vol. 101, № 4. – P. 047401-1–047401-4.
136. Planar metamaterial analogue of electromagnetically induced transparency for plasmonic sensing / N. Liu [et al.] // *Nano Letters*. – 2010. – Vol. 10, № 4. – P. 1103–1107.
137. Lasing spaser / N. I. Zheludev [et al.] // *Nature Photonics*. – 2008. – Vol. 2, № 6. – P. 351–354.
138. Towards the lasing spaser: controlling metamaterial optical response with semiconductor quantum dots / E. Plum [et al.] // *Optics Express*. – 2009. – Vol. 17, № 10. – P. 8548–8551.
139. Asymmetric propagation of electromagnetic waves through a planar chiral structure / V. A. Fedotov [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2006. – Vol. 97, № 16. – P. 167401-1–167401-4.
140. Lindell, I. V. Karl F. Lindman: the last Hertzian, and a harbinger of electromagnetic chirality / I. V. Lindell, A. H. Sihvola, J. Kurkijarvi // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. – 1992. – Vol. 34, № 3. – P. 24–30.
141. Tinoco, I. The optical activity of oriented copper helices. I. Experimental / I. Tinoco, M. P. Freeman // *Journal of Physical Chemistry*. – 1957. – Vol. 61, № 9. – P. 1196–1200.
142. Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer / J. K. Gansel [et al.] // *Science*. – 2009. – Vol. 325, № 325 (5947). – P. 1513–1515.

143. Ultrabroadband optical circular polarizers consisting of double-helical nanowire structures / Z. Y. Yang [et al.] // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35, № 18. – P. 2588–2590.
144. Polarization characteristics of the metallic structure with elliptically helical metamaterials / L. Wu [et al.] // *Optics Express*. – 2011. – Vol. 19, № 18. – P. 17539–17545.
145. Optically nonactive assorted helix array with interchangeable magnetic/electric resonance / X. Xiong [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Vol. 98, № 7. – P. 071901-1–071901-3.
146. Hegstrom, R. A. The handedness of the Universe / R. A. Hegstrom, D. K. Kondepudi // *Scientific American*. – 1990. – Vol. 262, № 1. – P. 108–115.
147. Watson, J. D. A Structure for Deoxyribose Nucleic Acid / J. D. Watson, F. H. C. Crick // *Nature*. – 1953. – Vol. 171, № 4356. – P. 737–738.
148. The dimensions of DNA in solution / M. Mandelkern [et al.] // *Journal of Molecular Biology*. – 1981. – Vol. 152, № 1. – P. 153–161.
149. ДНК [Электронный ресурс] : [статья] // Wikipedia. – Режим доступа: https://ru.wikipedia.org/wiki/Дезоксирибонуклеиновая_кислота. – Дата доступа: 23.02.2016.
150. Gregory, S. The DNA sequence and biological annotation of human chromosome 1 / S. Gregory, K. Barlow, K. McLay // *Nature*. – 2006. – Vol. 441, № 7091. – P. 315–321.
151. Robinson, B. H. The design of a biochip: a self-assembling molecular-scale memory device / B. H. Robinson, N. C. Seeman // *Protein Engineering*. – 1987. – Vol. 1, № 4. – P. 295–300.
152. DNA nanotechnology [Electronic resource] // Wikipedia. – Mode of access: http://en.wikipedia.org/wiki/DNA_nanotechnology. – Date of access: 11.09.2016.
153. Seeman, N. C. Nanotechnology and the double helix / N. C. Seeman // *Scientific American Reports*. – 2007. – Vol. 17, № 9. – P. 30–39.
154. Seeman, N. An Overview of Structural DNA Nanotechnology / N. Seeman // *Molecular Biotechnology*. – 2007. – Vol. 37, № 3. – P. 246–257.
155. Rothmund, P. W. K. Folding DNA to create nanoscale shapes and patterns / P. W. K. Rothmund // *Nature*. – 2006. – Vol. 440, № 7082. – P. 297–302.
156. A primer to scaffolded DNA origami / C. E. Castro [et al.] // *Nature Methods*. – 2011. – Vol. 8, № 3. – P. 221–229.
157. Challenges and opportunities for structural DNA nanotechnology / A. V. Pinheiro [et al.] // *Nature Nanotechnology*. – 2011. – Vol. 6, № 12. – P. 763–772.
158. Shih, W. M. A 1.7-kilobase single-stranded DNA that folds into a nanoscale octahedron / W. M. Shih, J. D. Quispe, G. F. Joyce // *Nature*. – 2004. – Vol. 427, № 6975. – P. 618–621.
159. Service, R. F. DNA nanotechnology grows up / R. F. Service // *Science*. – 2011. – Vol. 332, № 6034. – P. 1140–1143.
160. Prelog, V. Chirality in Chemistry : Nobel Lecture, December 12, 1975 // Nobel Lecture. Chemistry, 1971–1980 / ed.: T. Frängsmyr, S. Forsen. – Singapore : World Scientific, 1994. – P. 203–216.
161. Bunn, C.W. Chemical Crystallography / C. W. Bunn. – 2nd ed. – Oxford : University Press, Oxford, 1961. – 509 p.
162. Nye, J. F. Physical Properties of Crystals / J. F. Nye. – Oxford : University Press, 1957. – 322 p.
163. Sommerfeld, A. Optics / A. Sommerfeld. – New York : Academic Press, 1964. – 383 p.
164. Alder, S. L. Current algebras and applications to particle physics / S. L. Alder, R. F. Dashen. – New York : W. A. Benjamin, Inc., New York, 1968. – 394 p.
165. Biot, J. B. Memoire sur un nouveau genre d'oscillations que les molecules de la lumiere eprouvent en traversant certains cristaux / J. B. Biot // *Mem. Inst.* – 1812. – Vol. 1. – P. 1–372.
166. Biot, J. B. Mémoire sur la polarization circulaire et sur ses applications à la chimie organique, in Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut / J. B. Biot // *Mem. Acad. Sci.* – 1835. – Vol. 13. – P. 39–175.
167. Biot, J. B. Méthodes mathématiques et expérimentales, pour discerner les mélanges et les combinaisons définies ou non définies qui agissent sur la lumière polarisé suivies d'applications aux combinaisons de l'acide tartrique avec l'eau, l'alcool, et l'esprit de bois / J. B. Biot // *Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut*. – 1838. – Vol. 15. – P. 93–279.

168. Lindman, K. F. Über eine durch ein isotropes System von spiralförmigen Resonatoren erzeugte Rotationspolarisation der elektromagnetischen Wellen / K. F. Lindman // *Annals of Physics*. – 1920. – Vol. 63, № 4. – P. 621–644.
169. Lindman, K. F. Über die durch ein aktives Raumgitter erzeugte Rotationspolarisation der elektromagnetischen Wellen / K. F. Lindman // *Annals of Physics*. – 1922. – Vol. 69. – P. 270–284.
170. Pickering, W. H. Private communication, experiment performed at Caltech / W. H. Pickering. – Pasadena, California, 1945.
171. Manufacture of microwave chiral materials and their electromagnetic properties / S. A. Kuehl [et al.] // *Advances in Complex Electromagnetic Materials* / ed.: A. Priou [et al.]. – Kluwer Academic Publishers, NATO ASI. – 1997. – Ser 3. – Vol. 28. – P. 317–332.
172. Способ изготовления метаматериала (варианты) : пат. 2522694 РФ : МПК H01Q1/38 (2012) / В. Г. Веселого, А. А. Жуков, А. А. Корпунин, А. В. Капустян, В. П. Лаврищев ; дата публ.: 20.07.2014.
173. A Metamaterial and method for producing the same : application WO 2009/116956 A1, H01P 7/00 (2006.01), G02B 6/10 (2006.01), H01Q 5/10 (2006.01) / H. O. Moser, L. Jian, G. Liu, S. M. Kalaiselvi, S. Maniam, S. P. Heussler, J. A. Kong, H. Chen, B. Wu, M. Bahou, S. Virasawmy ; publ. date: 24.09.2009.
174. Получение метаматериалов терагерцового диапазона методом лазерной гравировки / М. М. Назаров [и др.] // *Оптический журнал*. – 2012. – Т. 79, № 4. – С. 77–84.
175. Основы нового метода получения оптических метаматериалов / А. А. Жилин [и др.] // *Оптический журнал*. – 2012. – Т. 79, № 4. – С. 69–76.
176. Effect of poling conditions on second-harmonic generation in fused silica / H. Takebe [et al.] // *Optics Letters*. – 1996. – Vol. 21, № 7. – P. 468–470.
177. An, H. Second-order optical nonlinearity and accompanying near-surface structural modifications in thermally poled soda-lime silicate glasses / H. An, S. Fleming // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2006. – Vol. 23, № 11. – P. 2303–2309.
178. Kameyama, A. Second-order optical nonlinearity and change in refractive index in silica glasses by a combination of thermal poling and x-ray irradiation / A. Kameyama, A. Yokotani, K. Kurosawa // *Journal of Applied Physics*. – 2004. – Vol. 95, № 8. – P. 4000–4006.
179. Quiquempois, Y. Model of charge migration during thermal poling in silica glasses: Evidence of a voltage threshold for the onset of a second-order nonlinearity / Y. Quiquempois, N. Godbout, S. Lacroix // *Physical Review A*. – 2002. – Vol. 65, № 4. – P. 043816-1–043816-14.
180. Doremus, R. H. Mechanism of electrical polarization of silica glass / R. H. Doremus // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Vol. 87, № 23. – P. 232904-1–232904-2.
181. Электрохимические методы синтеза гиперболических метаматериалов / А. В. Атращенко [и др.] // *Наносистемы: физика, химия, математика*. – 2012. – Vol. 3, № 3. – С. 31–51.
182. Toward curvilinear metamaterials based on silver-filled alumina templates / Y. A. Barnakov [et al.] // *Optical materials express*. – 2011. – Vol. 1, № 6. – P. 1061–1064.
183. Moon, J.-M. Uniform gold nanorod arrays from polyethylenimine-coated alumina templates / J.-M. Moon, A. Wei // *Journal of physical chemistry B*. – 2005. – Vol. 109, № 49. – P. 23336–23341.
184. Designed ultrafast optical nonlinearity in a plasmonic nanorod metamaterial enhanced by nonlocality / G. A. Wurtz [et al.] // *Nature nanotechnology*. – 2011. – Vol. 6, № 2. – P. 107–111.
185. Wang, Z. Fabrication of nanostructure via self-assembly of nanowires within the AAO template / Z. Wang, M. Brust // *Nanoscale research letters*. – 2007. – Vol. 2, № 1. – P. 34–39.
186. Fabrication and characterization of flow-through nanoporous gold nanowires / AAO composite membranes / L. Liu [et al.] // *Nanotechnology*. – 2008. – Vol. 19, № 33. – P. 335604–335609.
187. Hexagonally arranged monodisperse silver nanowires with adjustable diameter and high aspect ratio / J. Choi [et al.] // *Chemistry of materials*. – 2003. – Vol. 15, № 3. – P. 776–779.
188. Synthesis and growth mechanism of Ni nanotubes and nanowires / X. Li [et al.] // *Nanoscale research letters*. – 2009. – Vol. 4, № 9. – P. 1015–1020.
189. Orientation-controlled synthesis and ferromagnetism of single crystalline Co nanowire arrays / X. Huang [et al.] // *Journal of physical chemistry C*. – 2008. – Vol. 112, № 5. – P. 1468–1472.

190. Copper nanowire arrays for infrared polarizer / Y. T. Pang [et al.] // *Applied Physics A*. – 2003. – Vol. 76, № 4. – P. 533–536.
191. Kartopu, G. Synthesis of palladium nanowire arrays with controlled diameter and length / G. Kartopu, S. Habouti, M. Es-Souni // *Materials chemistry and physics*. – 2008. – Vol. 107, № 2–3. – P. 226–230.
192. Maruo, S. Three-dimensional microfabrication with two-photon-absorbed photopolymerization / S. Maruo, O. Nakamura, S. Kawata // *Optics Letters*. – 1997. – Vol. 22, № 2. – P. 132–134.
193. Large-area flexible 3D optical negative index metamaterial formed by nanotransfer printing / D. Chanda [et al.] // *Nature Nanotechnology*. – 2011. – Vol. 6, № 7. – P. 402–407.
194. Fabrication of large-area 3D optical fishnet metamaterial by laser interference lithography / Y. Zhou [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 103, № 12. – P. 123116-1–123116-4.
195. Fischer, J. Three-dimensional direct laser writing inspired by stimulated-emission-depletion microscopy / J. Fischer, M. Wegener // *Optical Materials Express*. – 2011. – Vol. 1, № 14. – P. 615–624.
196. Three-dimensional metallic photonic crystals with optical bandgaps / N. Vasilantonakis [et al.] // *Advanced Materials*. – 2012. – Vol. 24. – P. 1101–1105.
197. Morphology and size dependence of silver microstructures in fatty salts-assisted multiphoton photoreduction microfabrication / Y.-Y. Cao [et al.] // *Applied Physics A*. – 2009. – Vol. 96, № 2. – P. 453–458.
198. Metallic-tilted woodpile photonic crystals in the midinfrared / J. D. Williams [et al.] // *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*. – 2010. – Vol. 9, № 2. – P. 023011-1–023011-4.
199. Lin, S.Y. Three-dimensional photonic-crystal emitter for thermal photovoltaic power generation / S. Y. Lin, J. Moreno, J. G. Fleming // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Vol. 83, № 2. – P. 380–382.
200. Three-dimensional bichiral plasmonic crystals fabricated by direct laser writing and electrodeless silver plating / A. Radke [et al.] // *Advanced Materials*. – 2011. – Vol. 23, № 27. – P. 3018–3021.
201. Fabrication of disconnected three-dimensional silver nanostructures in a polymer matrix / K. Vora [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 100, № 6. – P. 063120-1–063120-3.
202. Optical metamagnetism and negative-index metamaterials / U. K. Chettiar [et al.] // *MRS Bull.* – 2008. – Vol. 33, № 10. – P. 921–926.
203. Focused-ion-beam nanofabrication of near-infrared magnetic metamaterials / C. Enkrich [et al.] // *Advanced Materials*. – 2005. – Vol. 17, № 21. – P. 2547–2549.
204. Large-area magnetic metamaterials via compact interference lithography / N. Feth [et al.] // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15, № 2. – P. 501–507.
205. Optical metamaterials at near and mid-IR range fabricated by nanoimprint lithography / W. Wu [et al.] // *Applied Physics A*. – 2007. – Vol. 87, № 2. – P. 143–150.
206. Dolling, G. Realization of a three-functional-layer negative-index photonic metamaterial / G. Dolling, M. Wegener, S. Linden // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, № 5. – P. 551–553.
207. Three-dimensional photonic metamaterials at optical frequencies / N. Liu [et al.] // *Nature Materials*. – 2008. – Vol. 7, № 1. – P. 31–37.
208. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index / J. Valentine [et al.] // *Nature*. – 2008. – Vol. 455, № 7211. – P. 376–379.
209. Three-dimensional fabrication of metallic nanostructures over large areas by two-photon polymerization / F. Formanek [et al.] // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14, № 2. – P. 800–809.
210. Photonic metamaterials by direct laser writing and silver chemical vapour deposition / M. S. Rill [et al.] // *Nature Materials*. – 2008. – Vol. 7, № 7. – P. 543–546.
211. Nanoscribe [Electronic resource]. – Mode of access: <http://www.nanoscribe.de/en/>. – Date of access: 05.01.2016.
212. Киральные электродинамические объекты / Б. З. Каценеленбаум [и др.] // *Успехи физических наук*. – 1997. – Т. 167, № 11. – С. 1201–1212.
213. Tretyakov, S. A. Garnett modeling of uniaxial chiral composites with bianisotropic inclusions / S. A. Tretyakov, F. Mariotte // *Journal of electromagnetic waves and applications*. – 1995. – Vol. 9, № 7/8. – P. 1011–1025.

214. Справочник металлиста : в 5 т. / под ред. А. Г. Рахштадта, В. А. Брострема. – М. : Машиностроение, 1976. – Т. 2. – 640 с.
215. Данилин, Б. С. Магнетронные распылительные системы / Б. С. Данилин, В. К. Сырчин. – М. : Радио и связь, 1982. – 73 с.
216. Полимерные волокнистые melt-blown материалы / В. А. Гольдаде [и др.]. – Гомель : ИММС НАНБ, 2000. – 260 с.
217. Мицмахер, М. Ю. Безэховые камеры СВЧ / М. Ю. Мицмахер, В. А. Торгованов. – М. : Радио и связь, 1982. – 128 с.
218. Приемник измерительный ПИ5–5Б : техническое описание и инструкция по эксплуатации. – Минск, 1978. – 130 с.
219. Генератор сигналов высокочастотный Г4–80 : описание, инструкция по эксплуатации. – Горький, 1977. – 102 с.
220. Драбкин, А. Л. Антенно-фидерные устройства / А. Л. Драбкин, В. Л. Зузенко. – М. : Советское радио, 1961. – 816 с.
221. Сажин, Б. И. Электропроводность полимеров / Б. И. Сажин ; под ред. Г. П. Михайлова. – Л. : Химия, 1964. – 116 с.
222. Тейлор, Дж. Введение в теорию ошибок / Дж. Тейлор. – М. : Мир, 1985. – 210 с.
223. Зайдель, А. Н. Погрешности измерений физических величин / А. Н. Зайдель. – Л. : Наука, 1985. – 120 с.
224. Пилюсян, Р. М. Обработка результатов измерений / Р. М. Пилюсян. – Л. : ЛЭИС, 1979. – 136 с.
225. Юрцев, О. А. Спиральные антенны / О. А. Юрцев, А. В. Рунов, А. Н. Казарин. – М. : Советское радио, 1974. – 224 с.
226. Антенный поляризатор : а. с. № SU 1821853: A1 H01Q 15/00 / Н. И. Бук ; дата публ. 15.06.1993.
227. Сивухин, Д. В. Общий курс физики : в 6 т. / Д. В. Сивухин. – М. : Наука, 1980. – Т. 4 : Оптика. – 752 с.
228. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1973. – 713 с.
229. Яворский, Б. М. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов / Б. М. Яворский, А. Детлаф. – М. : Наука, 1977. – 943 с.
230. Yatsenko, V. V. Reflection of electromagnetic waves from dense arrays of thin long conductive spirals / V. V. Yatsenko, S. A. Tretyakov, A. A. Sochava // International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics. – 1998. – Vol. 9. – P. 191–200.
231. Tretyakov, S. A. Eigenwaves in uniaxial chiral omega media / S. A. Tretyakov, A. A. Sochava // Microwave and Optical Technology Letters. – 1993. – Vol. 6. – P. 701–705.
232. Lindell, I. V. Eigenwaves in the general uniaxial bianisotropic medium with symmetric parameter dyadic / I. V. Lindell, A. J. Viitanen // Progress in Electromagnetics Research, PIER 9. – Cambridge, MA : EMW Publishing, 1994. – P. 1–18.
233. Lindell, I. V. Plane wave propagation in uniaxial bianisotropic medium / I. V. Lindell, A. J. Viitanen // Electronics Letters. – 1993. – Vol. 29. – P. 150–152.
234. Lindell, I. V. Plane-wave propagation in a transversely bianisotropic uniaxial medium / I. V. Lindell, A. J. Viitanen, P. K. Koivisto // Microwave and Optical Technology Letters. – 1993. – Vol. 6. – P. 478–481.
235. Lindell, I. V. Plane-wave propagation in a uniaxial chiro-omega medium / I. V. Lindell, S. A. Tretyakov, A. J. Viitanen // Microwave and Optical Technology Letters. – 1993. – Vol. 6. – P. 517–520.
236. Tretyakov, S. A. Reflection and transmission of plane electromagnetic waves in uniaxial bianisotropic materials / S. A. Tretyakov, A. A. Sochava // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1994. – Vol. 15. – P. 829–855.
237. Graglia, R. D. Reflection and transmission for planar structures of bianisotropic media / R. D. Graglia, P. L. E. Uslenghi, R. E. Zich // Electromagnetics. – 1991. – Vol. 11. – P. 193–208.
238. Tsalamengas, J. L. Interaction of electromagnetic waves with general bianisotropic slab / J. L. Tsalamengas // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1992. – Vol. 40. – P. 1870–1878.

239. Maslovski, S. I. Constitutive equations for media with second-order spatial dispersion / S. I. Maslovski, C. R. Simovski, S. A. Tretyakov // *Bianisotropics' 98 : proceedings of the 7th International Conference on Complex Media, Bianisotropics' 98 ; Technical University of Braunschweig, Germany, 1998, June 3–6. – Braunschweig, Germany, 1998. – P. 197–200.*
240. Varadan, V. V. Reflection and transmission characteristics of a structurally chiral slab: Intrinsic anisotropy and form chirality / V. V. Varadan, A. Lakhtakia, V. K. Varadan // *Optik. – 1988. – Vol. 80, № 1. – P. 27–32.*
241. Lakhtakia, A. On light propagation in helicoidal bianisotropic mediums / A. Lakhtakia, W. S. Weiglhofer // *Proceedings of the Royal Society A. – 1995. – Vol. A448, № 1934. – P. 419–437.*
242. Abdulhaim, I. Light propagation along the helix of chiral smectics and twisted nematics / I. Abdulhaim // *Optics Communications. – 1987. – Vol. 64, № 5. – P. 443–448.*
243. Семченко, И. В. Влияние молекулярной гиротропии на распространение света в холестерических жидких кристаллах / И. В. Семченко, А. Н. Сердюков // *Докл. АН БССР. – 1982. – Т. 26, № 3. – С. 235–237.*
244. Vries, H. De Rotatory power and optical properties of certain liquid crystals / H. De Vries // *Acta Crystallogr. – 1951. – Vol. 4. – P. 219–226.*
245. Беляков, В. А. Оптика холестерических жидких кристаллов / В. А. Беляков, А. С. Соин. – М. : Наука, 1982. – 360 с.
246. Коршунова, Е. Н. Изотропный поворотный поляризатор проходного типа, образованный двумя решетками из многозаходных проволочных спиралей / Е. Н. Коршунова, А. Н. Сивова, А. Д. Шатрова // *Радиотехника и электроника. – 1997. – Т. 42, № 10. – С. 1157–1160.*
247. Kraus, J. D. *Radio Astronomy* / J. D. Kraus. – 2nd ed. – Powell, Ohio : Cygnus-Quasar, 1986. – 719 p.
248. Knott, E. F. *Radar absorbing materials* / E. F. Knott, J. F. Shaeffer, M. T. Tuley // *Radar cross section* / E. F. Knott, J. F. Shaeffer, M. T. Tuley. – Boston : Artech House, 1993. – P. 297–360.
249. Munk, B. A. Jaumann and Circuit Analog Absorbers / B. A. Munk // *Frequency-selective surfaces: Theory and design* / B. A. Munk. – New York : Wiley, 2000. – P. 315–335.
250. Mayer, F. High frequency broadband absorption structures / F. Mayer, T. Ellam, Z. Cohn // *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility. – 1998. – Vol. 2. – P. 894–899.*
251. Bilotti, F. Compact microwave absorbers utilizing single negative metamaterial layers / F. Bilotti, A. Alu, N. Engheta, L. Vegni // *Proceedings of Joint IEEE AP-S/URSI Symposium, Albuquerque, USA, 2006, July 9–14. – Albuquerque, USA, 2006. – P. 152.*
252. Bilotti, F. Design of miniaturized narrowband absorbers based on resonant-magnetic inclusions / F. Bilotti, A. Toscano, K. B. Alici, E. Ozbay, L. Vegni // *IEEE Trans. Electromagn Compat. – 2011. – Vol. 53, № 1. – P. 63–72.*
253. Watts, C. M. Metamaterial electromagnetic wave absorbers / C. M. Watts, X. Liu, W. J. Padilla // *Adv. Mater. – 2012. – Vol. 24, № 23. – P. OP98–OP120.*
254. Rozanov, K. N. Ultimate thickness to bandwidth ratio of radar absorbers / K. N. Rozanov // *IEEE Trans. Antennas Propag. – 2000. – Vol. 48, № 8. – P. 1230–1234.*
255. Kwon Do-Hoon. Analysis of maximum received power by arbitrary lossless arrays / Do-Hoon Kwon, D. M. Pozar // *Antennas and Propagation Society International Symposium, APSURSI, IEEE. – 2009. – P. 1–4.*
256. Felsen, L. B. *Radiation and scattering of waves* / L. B. Felsen, N. Marcuvitz. – Piscataway, NJ : IEEE Press, 1994. – P. 924.
257. Asadchy, V. S. Determining polarizability tensors for an arbitrary small electromagnetic scatterer / V. S. Asadchy, I. A. Faniayeu, Y. Ra'di, S. A. Tretyakov // *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2014. – Vol. 12, № 4. – P. 298–304.*
258. Тамм, И. Е. *Основы теории электричества* / И. Е. Тамм. – М. : Наука, 1976. – 616 с.
259. Fabrication of metamaterials on the basis of precise micro- and nanoshells / E. V. Naumova [et al.] // *The first intern. congress on advanced electromagnetic materials in microwaves and optics Metamaterials 2007 : proceedings, Rome, Italy, 2007, October 22–24. – Roma : Univ. «Roma Tre», 2007. – P. 74–77.*

260. Kauzmann, W. Quantum chemistry. An introduction / W. Kauzmann. – New York : Academic Press, 1957. – 744 p.
261. Antenna handbook: theory, applications and design / ed. by Y. T. Lo, S. W. Lee. – New York : Springer, 1988. – 2305 p.
262. Antennas in matter: fundamentals, theory, and applications / R. W. P. King [et al.] – Cambridge, Massachusetts and London, England : The M.I.T. Press, 1981. – 875 p.
263. King, R. W. P. Antennas and waves: A modern approach / R. W. P. King, C. W. Harrison. – Boston : The M.I.T. Press, 1969. – 778 p.
264. Бокуть, Б. В. К определению энергии в феноменологической электродинамике поглощающих сред / Б. В. Бокуть, С. Б. Бондарев, А. Н. Сердюков // Докл. АН БССР. – 1979. – Т. 23, № 2. – С. 121–123.
265. Tretyakov, S. A. Electromagnetic field energy density in artificial microwave materials with strong dispersion and loss / S. A. Tretyakov // Physics Letters A. – 2005. – Vol. 343. – P. 231–237.
266. Ruppin, R. Electromagnetic energy density in a dispersive and absorptive material / R. Ruppin // Physics Letters A. – 2002. – Vol. 299. – P. 309–312.
267. Boardman, A. D. Electromagnetic energy in a dispersive metamaterial / A. D. Boardman, K. Marinov // Physical Review B. – 2006. – Vol. 73. – P. 165110.
268. Ikonen, P. M. T. Determination of generalized permeability function and field energy density in artificial magnetics using the equivalent-circuit method / P. M. T. Ikonen, S. A. Tretyakov // IEEE Transactions on microwave theory and Techniques. – 2007. – Vol. 55, № 1. – P. 92–99.
269. Luan, P.-G. Power loss and electromagnetic energy density in a dispersive metamaterial medium / P.-G. Luan // Physical Review E. – 2009. – Vol. 80. – P. 046601.
270. Webb, K. J. Electromagnetic field energy density in homogeneous negative index materials / K. J. Webb // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20, № 10. – P. 11370–11381.
271. Electromagnetic energy density in a single-resonance chiral metamaterial / P.-G. Luan, Y.-T. Wang, S. Zhang, X. Zhang // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36, № 5. – P. 675–677.
272. Vorobyev, O. Energy density and velocity of electromagnetic waves in lossy chiral medium / O. Vorobyev // J. Opt. – 2014. – Vol. 16, № 1. – P. 15701.
273. Lindell, I. V. Electromagnetic Waves in Chiral and Bi-Isotropic Media / I. V. Lindell, A. H. Sihvola, S. A. Tretyakov, A. J. Viitanen. – Boston : Artech House, 1994. – 332 p.
274. Tretyakov, S. Analytical Modeling in Applied Electromagnetics / S. Tretyakov. – Norwood, MA : Artech House, 2003. – 272 p.
275. Analytical antenna model for chiral scatterers: Comparison with numerical and experimental data / S. A. Tretyakov, F. Mariotte, C. R. Simovski, T. G. Kharina, J.-P. Heliot // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 1996. – Vol. 44, № 7. – P. 1006–1014.
276. Fernandez-Corbaton, I. Objects of maximum electromagnetic chirality/ I. Fernandez-Corbaton, M. Fruhnert, C. Rockstuhl // Phys. Rev. X. – 2016. – Vol. 6. – P. 031013.
277. Maksimenko, S. A. Gaussian pulse propagation in a linear, lossy chiral medium / S. A. Maksimenko, G. Y. Slepyan, A. Lakhtakia // Journal of the Optical Society of America A. – 1997. – Vol. 14, № 4. – P. 894–900.
278. Белый, В. Н. Метаматериалы в оптической области спектра: технологии, свойства и перспективы применения / В. Н. Белый // Наноструктурные метаматериалы – 2014 : сб. материалов IV Междунар. конф., Минск, Беларусь, 7–10 окт. 2014 г. – Минск : Беларуская навука, 2014. – С. 41–42.
279. Способ определения оптического метаматериала и устройство для его реализации : пат. 2551265 Рос. Федерации : МПК7 G 01 N 21/41 / П. И. Ропот, Н. С. Казак, А. П. Ропот, Д. Б. Мохаммед ; заявитель и патентообладатель ГНУ «Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси» № 2013155329/28; заявл. 12.12.2013 ; опубл. 20.05.2015 // Официальный бюл. «Изобретения. Полезные модели (с полным описанием изобретений к патентам)». – 2015. – № 14.
280. Конструкция гиперболического метаматериала для оптического спектрального диапазона : пат. на пол. мод. 10687 U Респ. Беларусь : МПК (2006.01) H01L 29/06 / Д. Б. Мохаммед, В. Н. Белый, С. А. Марзук, Н. С. Казак, Н. И. Мухуров, И. В. Гасенкова, А. А. Хани ; заяви-

тели и патентообладатели ГНУ «Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси», Научно-технический центр им. Короля Абдулазаиза. – № u 20140450 ; заявл. 12.12.2014 ; опубл. 30.06.2015 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2015. – № 3. – С. 162.

281. Hardy, W. N. Split-ring resonator for use in magnetic resonance from 200–2000 MHz / W. N. Hardy, L. A. Whitehead // Review of Scientific Instruments. – 1981. – Vol. 52. – P. 213–216.

282. Способ определения параметра киральности искусственных киральных сред : пат. 2 418 292 Рос. Федерации : МПК G01N 23/02 (2006.01) / А. Н. Волобуев, О. В. Осипов, Т. А. Панферова ; заявители и патентообладатели А. Н. Волобуев, О. В. Осипов, Т. А. Панферова. – № 2010110767/07 : заявл. 22.03.2010 ; опубл. 10.05.2011 // Официальный бюл. «Изобретения. Полезные модели (с полным описанием изобретений к патентам)». – 2011. – № 13.

283. Шепелевич, В. В. Запись и считывание голограмм в кубических гиротропных фоторефрактивных пьезокристаллах : обзор / В. В. Шепелевич // Журнал прикладной спектроскопии. – 2011. – Т. 78, № 11. – С. 493–515.

284. Виноградов, А. П. Электродинамика композитных материалов / А. П. Виноградов. – М. : Эдиториал УРСС, 2001. – 208 с.

285. Рыженко, Д. С. Применение метаматериалов при разработке волноводных СВЧ устройств : дис. ... канд. техн. наук : 05.12.07 / Д. С. Рыженко. – М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана. – 2011. – 141 с.

286. Кисель, В. Н. Электродинамические модели сложных электрофизических объектов и эффективные методы расчета их полей рассеяния : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.13, 05.12.07 / В. Н. Кисель. – М. : ОИВТ, ИТПЭ РАН. – 2004. – 339 с.

287. Одит, М. А. Моделирование электродинамических параметров изотропного метаматериала на основе диэлектрических резонаторов : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.03 / М. А. Одит. – СПб. : ЛЭТИ, 2010. – 127 с.

288. Самофалов, А. Л. Преобразование электромагнитных волн СВЧ-диапазона в искусственных киральных средах : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.03 / А. Л. Самофалов. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины. – 2012. – 122 с.

289. Балмаков, А. П. Структурная оптимизация спирального электромагнитного элемента и его применение в метаматериалах в качестве составляющего компонента массива : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.05 / А. П. Балмаков. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины ; Сидзуока университет, 2013–2014. – 151 с.

290. Зенькевич, Э. И. Наноккомпозиты на основе полупроводниковых нанокристаллов и органических молекул: принципы формирования, свойства и применения / Э. И. Зенькевич, К. фон Борцисковски // Инженерия поверхностного слоя деталей машин : сб. материалов II Междунар. науч.-практ. конф., 27–28 мая 2010 г., посвящ. 85-летию со дня рожд. акад. О. В. Романа, 55-летию кафедры «Порошковая металлургия, сварка и технология материалов» БНТУ / редкол.: Б. М. Хрусталеv, Ф. И. Пантелеенко, В. Ю. Блюменштейн. – Минск : БНТУ, 2010. – С. 67–69.

291. Asadchy, V. Spatially dispersive metasurfaces: Thesis for the degree of Doctor of Philosophy / V. Asadchy ; Aalto University. – Finland. – 2017. – 201 p.

292. Faniyev, I. Design and fabrication of functional helix-based metasurfaces: Thesis for the degree of Doctor of Philosophy / I. Faniyev ; Shizuoka University. – Japan, 2017. – 141 p.

293. Planar broadband Huygens' metasurfaces for wave manipulations / F. S. Cuesta, I. A. Faniyev, V. S. Asadchy, S. A. Tretyakov. – IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2018. – Vol. 99. – P. 1-1.

294. Broadband Huygens' Metasurface Based on Hybrid Resonances / M. Londono, A. Sayanskiy, J. L. Araque-Quijano, S. B. Glybovski, J. D. Baena // Phys. Rev. Applied. – 2018. – Vol. 10. – P. 034026-1–034026-13.

295. Enhancement of the intensity magneto-optical effect in magnetophotonic metasurfaces / A. I. Musorin, M. G. Barsukova, V. S. Snigirev, A. S. Shorokhov, A. A. Fedyanin // Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – Vol. 1092. – P. 012094.

296. Midinfrared Surface Plasmons in Carbon Nanotube Plasmonic Metasurface / B. I. Afino-genov [et al.] // *Phys. Rev. Applied.* – 2018. – Vol. 9. – P.024027-1–024027-9.
297. Manipulating the light intensity by magnetophotonic metasurfaces / A. I. Musorin, M. G. Barsukova, A. S. Shorokhov, B. S. Luk'yanchuk, A. A. Fedyanin // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* – 2017. – Vol. 409. – P. 165–170.
298. Wong, J. P. S. Reflectionless wideangle refracting metasurfaces / J. P. S. Wong, A. Epstein, G. V. Eleftheriades // *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters.* – 2016. – Vol. 15. – P. 1293–1296.
299. Theory, design, and experimental verification of a reflectionless bianisotropic huygens' metasurface for wide-angle refraction / M. Chen, E. Abdo-Sanchez, A. Epstein, G. V. Eleftheriades // *Phys. Rev. B.* – 2018. – Vol. 97. – P. 125433.
300. Lavigne, G. Susceptibility derivation and experimental demonstration of refracting meta-surfaces without spurious diffraction / G. Lavigne, K. Achouri, V. S. Asadchy, S. A. Tretyakov, C. Caloz // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation.* – 2018. – Vol. 66. – P. 1321–1330.
301. Biological Science 1 and 2 / D. J. Taylor [et al.] ; ed. R. Soper. – Cambridge University Press, 1997. – 928 p.
302. DNA [Electronic resource] // Wikipedia. – Mode of access: <http://en.wikipedia.org/wiki/DNA>. – Date of access: 03.02.2016.
303. Ландау, Л. Д. Теория поля / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1973. – 504 с.

ПУБЛИКАЦИИ АВТОРОВ ПО ТЕМЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Главы в книгах

1-A. Semchenko, I. V. Propagation of electromagnetic waves in artificial anisotropic uniform and twisted omega-structures / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials* / ed. by Said Zouhdi, Ari Sihvola, Mohamed Arsalane ; Kluwer Academic Publishers. – 2002. – P. 197–210.

2-A. Semchenko, I. V. The competition of Bragg reflection and Fresnel's reflection of electromagnetic waves in the artificial helicoidal bianisotropic media with local chirality / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials* / ed. by Said Zouhdi, Ari Sihvola, Mohamed Arsalane ; Kluwer Academic Publishers. – 2002. – P. 307–318.

3-A. Semchenko, I. V. Effective electron model of the wire helix excitation at microwaves: first step to optimization of pitch angle of helix / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, E. A. Fedosenko // *Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials* / ed. by Said Zouhdi, Ari Sihvola, Mohamed Arsalane ; Kluwer Academic Publishers. – 2002. – P. 245–258.

4-A. The effective optimal parameters of metamaterial on the base of omega-elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov, M. A. Podalov, Q. Songsong // *Recent Global Research and Education: Technological Challenges* / ed. by Ryszard Jablonski, Roman Szewczyk ; *Advances in Intelligent Systems and Computing*. – Springer, 2017. – Vol. 519. – P. 3–9.

5-A. Omega-structured substrate-supported metamaterial for the transformation of wave polarization in THz frequency range / I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Samofalov, M. Podalov, V. Solodukha, A. Pyatlitski, N. Kovalchuk // *Recent Advances in Technology Research and Education. INTER-ACADEMIA 2017* / ed. by Dumitru Luca, Lucel Sirghi, Claudiu Costin ; *Advances in Intelligent Systems and Computing*. – Springer, 2018. – Vol. 660. – P. 72–80.

6-A. Design and creation of metal-polymer absorbing metamaterials using the vacuum-plasma technologies / I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Samofalov, I. Faniayeu, D. Slepiankou, V. Solodukha, A. Pyatlitski, N. Kovalchuk, A. Goncharenko, G. Sinitsyn // *Recent Advances in Technology Research and Education. INTER-ACADEMIA 2018* / ed. by G. Laukaitis ; *Lecture Notes in Networks and Systems Advances in Intelligent Systems and Computing*. – Springer, 2019. – Vol. 53. – P. 105–112.

Статьи в рецензируемых журналах

7-A. Reflection and transmission by a uniaxially bi-anisotropic slab under normal incidence of plane waves / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, E. A. Fedosenko // *J. Phys. D : Appl. Phys.* – 1998. – Vol. 31, № 19. – P. 2458–2464.

8-A. Reply to comment on «Reflection and transmission by a uniaxially bi-anisotropic slab under normal incidence of plane waves» / S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 32, № 20. – P. 2705–2706.

9-A. Microwave analogy of optical properties of cholesteric liquid crystals with local chirality under normal incidence of waves / S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov. – *J. Phys. D : Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 32, № 24. – P. 3222–3226.

10-A. Electromagnetic waves in artificial chiral structures with dielectric and magnetic properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola // *Electromagnetics*. – 2001. – Vol. 21, № 5. – P. 401–414.

11-A. Семченко, И. В. Отражение и прохождение электромагнитных волн при нормальном падении на бианизотропную W-структуру / И. В. Семченко, С. А. Хахомов // *Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины*. – 2001. – № 6(9). – С. 26–32.

12-A. Семченко, И. В. Электромагнитные волны в поглощающих искусственных гиротропных средах с анизотропией диэлектрических и магнитных свойств / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, Е. А. Федосенко // *Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины*. – 2001. – № 6(9). – С. 33–38.

13-A. Semchenko, I. V. Artificial uniaxial bianisotropic media at oblique incidence of electromagnetic waves / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *Electromagnetics*. – 2002. – Vol. 22. – № 1. – P. 71–84.

14-A. Семченко, И. В. Взаимодействие электромагнитных волн с искусственными киральными объектами – новая область электродинамики / И. В. Семченко, С. А. Хахомов // *Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины*. – 2005. – № 3(30). – С. 29–37.

15-A. Семченко, И. В. Оптические свойства гиротропных слоисто-периодических сред / И. В. Семченко, С. А. Хахомов // *Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины*. – 2005. – № 4(31). – С. 153–156.

16-A. Semchenko, I. V. Polarization plane rotation of electromagnetic waves by the artificial periodic structure with one-turn helical elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // *Electromagnetics*. – 2006. – Vol. 26, № 3–4. – P. 219–233.

17-A. Хахомов, С. А. Получение циркулярно поляризованной отраженной волны с помощью искусственной плоской решетки из одновитковых спиралей / С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, С. А. Третьяков // *Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины*. – 2006. – № 6 (39). – Ч. 2. – С. 87–90.

18-A. Семченко, И. В. Преобразование поляризации электромагнитных волн спиральными излучателями / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // *Радиотехника и электроника*. – 2007. – Т. 52, № 8. – С. 917–922.

19-A. Семченко, И. В. Поляризационная селективность электромагнитного излучения ДНК / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. П. Балмаков // *Радиотехника и электроника*. – 2007. – Т. 52, № 9. – С. 1078–1083.

20-A. Излучение циркулярно поляризованных СВЧ волн плоской периодической структурой из Ω -элементов / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, М. А. Подалов, С. А. Третьяков // *Радиотехника и электроника*. – 2007. – Т. 52, № 9. – С. 1084–1088.

21-A. Modeling of Spirals with Equal Dielectric, Magnetic, and Chiral Susceptibilities / E. Saenz, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, K. Guven, R. Gonzalo, E. Ozbay, S. Tretyakov. – *Electromagnetics*. – 2008. – Vol. 28, № 7. – P. 476–493.

22-A. Semchenko, I. V. Chiral metamaterial with unit negative refraction index / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov // *The European Physical Journal Applied Physics*. – 2009. – Vol. 46, № 3. – P. 32607-1–32607-4.

23-A. Семченко, И. В. Исследование искусственных ДНК-подобных структур в СВЧ-диапазоне: наблюдение поляризационной селективности отражения волн / И. В. Семченко, А. П. Балмаков, С. А. Хахомов // *Электромагнитные волны и электронные системы*. – 2009. – № 4. – С. 66–72.

24-A. Семченко, И. В. Оптимальная форма спирали: равенство диэлектрической, магнитной и киральной восприимчивостей / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // *Известия высших учебных заведений. Физика*. – 2009. – Т. 52, № 5. – С. 30–36.

25-A. Semchenko, I. V. Effect of maximum interaction of circularly polarized electromagnetic waves with the molecule of DNA / I. V. Semchenko, A. P. Balmakov, S. A. Khakhomov // *Journal of Automation, Mobile Robotics and Intelligent Systems*. – 2009. – Vol. 3, № 4. – P. 207–209.

26-A. Семченко, И. В. Максимальная селективность взаимодействия циркулярно поляризованных электромагнитных волн с молекулой ДНК / И. В. Семченко, А. П. Балмаков,

С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2009. – № 5(56). – Ч. 1. – С. 104–108.

27-А. Семченко, И. В. Использование парных спиралей оптимальной формы для создания слабоотражающих покрытий в СВЧ-диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Проблемы физики, математики и техники. – 2009. – № 1. – С. 33–39.

28-А. Семченко, И. В. Взаимодействие искусственных ДНК-подобных структур в СВЧ-диапазоне: поляризационная селективность отражения волн / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. П. Балмаков // Радиофизика и электроника (Украина, Харьков). – 2009. – Т. 14, № 1. – С. 103–108.

29-А. Semchenko, I. V. Helices of optimal shape for nonreflecting covering / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // The European Physical Journal Applied Physics. – 2010. – Vol. 49, № 3. – P. 33002-p1–33002-p5.

30-А. Семченко, И. В. Поляризационная селективность взаимодействия молекулы ДНК с рентгеновским излучением / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. П. Балмаков // Биофизика. – 2010. – Т. 55, № 2. – С. 227–232.

31-А. Семченко, И. В. Поляризационная селективность искусственных анизотропных структур на основе ДНК подобных спиралей / И. В. Семченко, А. П. Балмаков, С. А. Хахомов // Кристаллография. – 2010. – Т. 55, № 6. – С. 992–998.

32-А. Исследование свойств искусственных анизотропных структур с большой киральностью / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, Е. В. Наумова, В. Я. Принц, С. В. Голод, В. В. Кубарев // Кристаллография. – 2011. – Т. 56, № 3. – С. 404–411.

33-А. Семченко, И. В. Моделирование и исследование искусственных анизотропных структур с большой киральностью в СВЧ-диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Проблемы физики, математики и техники. – 2011. – № 3(8). – С. 28–31.

34-А. Преимущества искусственных слабо отражающих структур на основе оптимальных спиралей при преломлении и поглощении электромагнитных волн / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, С. А. Третьяков // Проблемы физики, математики и техники. – 2011. – № 4(9). – С. 1–4.

35-А. Численное моделирование поворота плоскости поляризации при отражении СВЧ волны от двумерной решетки на основе металлических спиралей / И. А. Фаняев, А. Л. Самофалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2012. – № 6 (75). – С. 87–93.

36-А. Microwave circular polarizer based on bifilar helical particles / A. P. Balmakov, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, M. Nagatsu // Проблемы физики, математики и техники. – 2013. – № 1(14). – С. 7–12.

37-А. Преобразователи поляризации электромагнитных волн на основе композитных сред со спиральной структурой / А. Л. Самофалов, И. А. Фаняев, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Проблемы физики, математики и техники. – 2013. – № 3(16). – С. 34–38.

38-А. Фаняев, И. А. Дифракция волн на цилиндре, окруженном оптимальными спиральями / И. А. Фаняев, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2013. – № 6(81). – С. 208–216.

39-А. Исследование свойств слабоотражающих метаматериалов с компенсированной киральностью / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, В. С. Асадчий, Е. В. Наумова, В. Я. Принц, С. В. Голод, А. Г. Милехин, А. М. Гончаренко, Г. В. Синицын // Кристаллография. – 2014. – Т. 59, № 4. – С. 544–550.

40-А. The potential energy of non-resonant optimal bianisotropic particles in an electromagnetic field does not depend on time/ I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Balmakov, S. Tretyakov // The European Physical Journal, EPJ Applied Metamaterials. – 2014. – Vol. 1. – P. 1–4.

41-А. Sihvola, A. H. View on the history of electromagnetics of metamaterials: Evolution of the congress series of complex media / A. H. Sihvola, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2014. – Vol. 12, № 4. – P. 279–283.

42-А. Экспериментальные исследования направленной антенны на основе спиральных элементов / С. Д. Барсуков, А. П. Балмаков, И. В. Семченко, С. А. Хахомов, Т. А. Державская,

А. П. Слобожанюк, А. Е. Краснок, П. А. Белов // Проблемы физики, математики и техники. – 2014. – № 3 (20). – С. 16–20.

43-А. Параметрическое моделирование оптимальных омега-элементов, обеспечивающих преобразование поляризации СВЧ волны метаповерхностью / Сонгсонг Цянь, М. А. Подалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Известия Гомельского государственного университета имени Ф. Скорины. – 2014. – № 6 (87). – С. 215–219.

44-А. Поглотители электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе полимерных композитов и киральных структур / Сонгсонг Цянь, В. А. Банний, А. Л. Самофалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Проблемы физики, математики и техники. – 2014. – № 4 (21). – С. 40–45.

45-А. Ground-plane-less bidirectional terahertz absorber based on omega resonators / A. Balmakou, M. Podalov, S. Khakhomov, D. Stavenga, I. Semchenko // Optics Letters. – 2015. – Vol. 40, № 9. – P. 2084–2087.

46-А. Total Absorption Based On Smooth Double-Turn Helices / I. A. Faniayeu, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, T. Dziarzhauskaya // Advanced Materials Research. – 2015. – Vol. 1117, № 1. – P. 39–43.

47-А. Semchenko, I. V. Helical Metamaterial Elements As RLC Circuit / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, T. Dziarzhauskaya // Advanced Materials Research. – 2015. – Vol. 1117, № 1. – P. 122–125.

48-А. Одноосный электрически тонкий вращатель поляризации электромагнитных волн / И. А. Фаняев, И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – № 1 (22). – С. 32–37.

49-А. Подалов, М. А. Создание планарных метаматериалов на основе Ω -элементов с оптимальными параметрами с помощью вакуумно-плазменных технологий / М. А. Подалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – № 2 (23). – С. 13–17.

50-А. Broadband Reflectionless Metasheets: Frequency-Selective Transmission and Perfect Absorption / V. S. Asadchy, I. A. Faniayeu, Y. Ra'di, S. A. Khakhomov, I. V. Semchenko, S. A. Tretyakov // Phys. Rev. X. – 2015. – Vol. 5, № 3. – P. 031005-1–031005-10.

51-А. The equilibrium state of bifilar helix as element of metamaterials / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov, Qian Songsong // Japanese Journal of Applied Physics Conference Proceedings. – 2016. – Vol. 4. – P. 011112-1–011112-6.

52-А. Investigation of electromagnetic properties of a high absorptive, weakly reflective metamaterial-substrate system with compensated chirality / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, V. S. Asadchy, S. V. Golod, E. V. Naumova, V. Ya. Prinz, A. M. Goncharenko, G. V. Sinitsyn, A. V. Lyakhovich, V. L. Malevich // Journal of Applied Physics. – 2017. – Vol. 121. – P. 015108-1–015108-8.

53-А. Highly transparent twist polarizer metasurface / I. Faniayeu, S. Khakhomov, I. Semchenko, V. Mizeikis // Appl. Phys. Lett. – 2017. – Vol. 111. – P. 111108-1–111108-4.

54-А. Всенаправленная бифилярная спиральная антенна с круговой поляризацией излучения / С. Д. Барсуков, А. С. Побияха, А. П. Балмаков, И. А. Фаняев, Т. А. Державская, И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, С. Б. Глыбовский, П. А. Белов // Антенны. – 2017. – № 3. – С. 43–48.

55-А. Stored and absorbed energy of fields in lossy chiral single-component metamaterials / I. V. Semchenko, A. P. Balmakou, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov // Phys. Rev. B. – 2018. – Vol. 97. – P. 014432-1–014432-8.

Материалы конференций

56-А. Electromagnetic waves in the laminated periodical media with spiral structure: non-collinear propagation / E. A. Fedosenko, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, I. N. Akhramenko // Bianisotropics' 97: proceedings of the International Conference and Workshop on Electromagnetics of Complex Media, The University of Glasgow, Great Britain, 1997, June 5–7 // The University of Glasgow. – Great Britain, 1997. – P. 281–284.

- 57-A. Reflection and transmission in uniaxial chiral slabs: the spiral axis along the interfaces / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, E. A. Fedosenko // *Bianasotropics' 98 : proceedings of the 7th International Conference on Complex Media, Bianasotropics' 98* / Technical University of Braunschweig, Germany, 1998, June 3–6. – Braunschweig, Germany, 1998. – P. 225–228.
- 58-A. Microwave analogy of optical properties of cholesteric liquid crystals / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola // *Bianasotropics' 98 : proceedings of the 7th International Conference on Complex Media, Bianasotropics' 98* / Technical University of Braunschweig, Germany, 1998, June 3–6. – Braunschweig, Germany, 1998. – P. 113–116.
- 59-A. Семченко, И. В. От спиральных антенн в военной и космической технике к преобразователям поляризации электромагнитных волн СВЧ-диапазона / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. И. Самусенко // *Конверсия научных исследований в Беларуси в рамках деятельности МНТЦ : материалы Междунар. семинара, Минск, 17–22 мая 1999 г.* – Минск : ИФ НАН Беларуси, 1999. – С. 167–170.
- 60-A. Influence of local chirality on the Bragg reflection in the multilayer media with spiral structure / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola // *URSI/IEEE XXIV National Convention on Radio Sciences, proceedings, Turku, Finland, 1999, October 4–5.* – Turku, Finland, 1999. – P. 90–91.
- 61-A. Electromagnetic waves in chiral media with compensated anisotropy / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola // *Bianasotropics' 2000 : proceedings of the 8th International Conference on Complex Media, Lisbon, Portugal, 2000, September 27–29* / ed.: Afonso M. Barbosa, Antonio L. Topa. – Lisbon, Portugal, 2000. – P. 197–202.
- 62-A. Semchenko, I. V. Artificial anisotropic chiral materials for decrease of reflection of electromagnetic waves from metallic surfaces / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, E. A. Fedosenko // *Optics of Crystals: proceedings of the International Scientific Conference «Optics of Crystals», SPIE, Mozyr, Belarus, 2001* / ed.: V. V. Shepelevich, N. N. Egorov. – Mozyr, Belarus, 2001. – Vol. 4358. – P. 309–315.
- 63-A. Semchenko, I. V. Oblique incidence of electromagnetic waves on artificial anisotropic chiral structures with dielectric and magnetic properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *2001 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory, proceedings, Victoria, BC, Canada, 2001, May, 13–17* / ed.: M. A. Stuchly, D. G. Shanon. – Victoria, BC, Canada, 2001. – P. 391–392.
- 64-A. Semchenko, I. V. Artificial anisotropic chiral structures with dielectric and magnetic properties at oblique incidence of electromagnetic waves / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *2001 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, proceedings, Belem, Brazil, 2001, August 6–10.* – Belem, Brazil, 2001. – P. 227–230.
- 65-A. Semchenko, I. V. Problems of Interaction of Radiation with Matter / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *Book of Abstracts* / ed. I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov – Gomel : Gomel State University, 2001. – 128 p.
- 66-A. Семченко, И. В. Исследование поляризации электромагнитного излучения, рассеянного на металлической спирали / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, В. И. Кондратенко // *Лазерная и оптико-электронная техника.* – 2002. – Вып. 7. – С. 84–91.
- 67-A. Semchenko, I. V. Polarization Plane Rotation of Electromagnetic Waves by the Artificial Periodic Structure with One-Turn Helical Elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // *Bianasotropics' 2004 : proceedings of the 10th International Conference on Complex Media and Metamaterials, Het Pand, Chent, Belgium, 2004, September 22–24.* – Het Pand, Chent, Belgium, 2004. – P. 74–77.
- 68-A. Semchenko, I. V. Radiation of Circularly Polarized Electromagnetic Waves by the Artificial Flat Lattice with Two-Turns Helical Elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // *Bianasotropics' 2004 : proceedings of the 10th International Conference on Complex Media and Metamaterials, Het Pand, Chent, Belgium, 2004, September 22–24.* – Het Pand, Chent, Belgium, 2004. – P. 236–239.
- 69-A. Семченко, И. В. Эффект Фарадея во вращающемся магнитном поле / И. В. Семченко, С. А. Хахомов // *Актуальные проблемы физики твердого тела : сборник докладов Междунар.*

науч. конф. ФТТ-2005, Минск, Беларусь, 26–28 окт. 2005 г. – Минск, Беларусь: Издательский центр БГУ, 2005. – С. 299–301.

70-A. Семченко, И. В. Взаимодействие электромагнитных волн с искусственными киральными объектами / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Ковариантные методы в физике. Оптика и акустика : сб. науч. тр. – Минск : ИФ НАН Беларуси, 2005. – С. 55–62.

71-A. Obtaining circularly polarized reflected electromagnetic waves by the artificial flat lattice with one-turn helices / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov, S. A. Tretyakov // *Bianisotropics 2006 : proceedings of the International Conference on Complex Media and Metamaterials*, Samarkand, Uzbekistan, 2006, September 25–28. – Helsinki : Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 2006. – P. 24–25.

72-A. Semchenko, I. V. Polarization selectivity of electromagnetic radiation of DNA / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // *Bianisotropics 2006 : proceedings of the International Conference on Complex Media and Metamaterials*, Samarkand, Uzbekistan, 2006, September 25–28. – Helsinki : Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 2006. – P. 45–46.

73-A. Excitation of circularly polarized UHF wave by the flat periodic structure with Ω -elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, M. A. Podalov, S. A. Tretyakov // *Bianisotropics 2006: proceedings of the International Conference on Complex Media and Metamaterials*, Samarkand, Uzbekistan, 2006, September 25–28. – Helsinki : Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 2006. – P. 47–48.

74-A. Semchenko, I. V. Obtaining circularly polarized reflected electromagnetic waves by the artificial flat structure with helical and Ω -elements / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov // *The 5th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2006 : proceedings*, Iasi, Romania, 2006, September, 25–28. – Iasi, Romania : Alexandru Ioan Cuza University, 2006. – Vol. 1. – P. 117–122.

75-A. Semchenko, I. V. Electromagnetic model of DNA: observation of polarization selectivity of radiation / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // *The 6th International Conference on Global Research and Education Inter-Academia 2007 : proceedings*, Hamamatsu, Japan, 2007, September, 26–30. – Hamamatsu, Japan : Shizuoka University, 2007. – Vol. 1. – P. 136–145.

76-A. Semchenko, I. V. Chiral metamaterial with unit negative refraction index / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov // *1st International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2007 : proceedings*, Rome, Italy, 2007, October 22–24. – Rome, Italy : University «Roma Tre», 2007. – P. 218–221.

77-A. Semchenko, I. V. Electromagnetic model of DNA: observation of polarization selectivity of radiation / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // *1st International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2007 : proceedings*, Rome, Italy, 2007, October 22–24. – Rome, Italy : University «Roma Tre», 2007. – P. 711–714.

78-A. Electromagnetic cloaking with a mixture of spiral inclusions / M. Asghar, I. Hakala, J. Jantunen, H. Kettunen, M. Pitkonen, J. Qi, G. Statkute, A. Varpula, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, R. Gonzalo, E. Ozbay, V. Podlozny, A. Sihvola, S. Tretyakov, H. Wallen // *1st International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2007 : proceedings*, Rome, Italy, 2007, October 22–24. – Rome, Italy : University «Roma Tre», 2007. – P. 957–960.

79-A. Semchenko, I. V. Optimal Shape of Spiral: Equality of Dielectric, Magnetic and Chiral Properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // *META'08, Metamaterials for Secure Information and Communication Technologies: proceedings*, Marrakesh, Morocco, 2008, May 7–10. – Paris, France : University Paris Sud, 2008. – P. 71–80.

80-A. Semchenko, I. V. Realistic Spirals of Optimal Shape for Electromagnetic Cloaking / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov // *2nd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2008 : proceedings*, Pamplona, Spain, 2008, September 21–26. – Pamplona, Spain : Universidad Publico de Navarra, 2008. – P. 1–3.

81-A. Optimal Shape of Spiral: Energy Approach / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov, A. P. Balmakov // *The 7th International Conference on Global Research and Education Inter-Academia 2008 : proceedings*, Pecs, Hungary, 2008, September 15–18. – Pecs, Hungary : Budapest University of Technology and Economics, 2008. – P. 444–449.

82-А. Семченко, И. В. Поляризационная селективность взаимодействия молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты с «мягким» рентгеновским и ультрафиолетовым излучением / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. П. Балмаков // II Конгресс физиков Беларуси : сб. науч. тр., Минск, Беларусь, 3–5 ноября 2008 г. – Минск, Беларусь : НАН Беларуси, 2008. – С. 126–127.

83-А. Semchenko, I. V. Cube Composed of DNA-like Helices Displays Polarization Selectivity Properties in Microwave / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // 3rd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2009 : proceedings, London, Great Britain, 2009, August 30 – September 4. – London, Great Britain : Queen Mary University of London, 2009. – P. 271–273.

84-А. Semchenko, I. V. 3D DNA-like Crystals Microwave Analogy for Studying Polarization Selectivity Properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // Fourth International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics 2010 : proceedings, Karlsruhe, Germany, 2010, September 13–18. – Karlsruhe, Germany : Karlsruhe Institute of Technology, 2010. – P. 848–850.

85-А. Semchenko, I. V. Electrodynamics of DNA and artificial DNA-like structures / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov // International Conference «Optical Techniques and Nano-Tools for Material and Life Sciences» (OTN4MLS-2010) : Minsk, Belarus, 2010, June 15–19. – Minsk, Belarus, 2010. – P. 215–225.

86-А. Семченко, И. В. Исследование сильных киральных свойств искусственных анизотропных структур в СВЧ-диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов // Гомельский научный семинар по теоретической физике : материалы науч. семинара по теорет. физике, посвящ. 100-летию со дня рожд. Ф. И. Федорова, Гомель, 20–22 июня 2011 г. / ГГУ им. Ф. Скорины ; редкол.: А. В. Рогачев [и др.]. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2011. – С. 27–31.

87-А. Семченко, И. В. Моделирование электромагнитных свойств одновитковой спирали с оптимальными параметрами, обеспечивающими излучение циркулярно поляризованной волны / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, И. А. Фаняев // Гомельский научный семинар по теоретической физике : материалы науч. семинара по теорет. физике, посвящ. 100-летию со дня рожд. Ф. И. Федорова, Гомель, 20–22 июня 2011 г. / ГГУ им. Ф. Скорины ; редкол.: А. В. Рогачев [и др.]. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2011. – С. 31–35.

88-А. Strong chiral properties of helically-structured metamaterials in THz range / I. V. Semchenko [et al.] // 5th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics: proceedings, Barcelona, Spain, 2011, October 10–15. – Barcelona, Spain : Universitat Autònoma de Barcelona, 2011. – P. 36–38.

89-А. Сильные киральные свойства метаматериалов, созданных на основе спиральных элементов, в терагерцовом диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, Е. В. Наумова, В. Я. Принц, С. В. Голод, В. В. Кубарев // Проблемы взаимодействия излучения с веществом : материалы III Междунар. науч. конф., Гомель, Беларусь, 9–11 ноября 2011 г. / Гом. гос. ун-т ; редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2011. – Ч. 1. – С. 71–76.

90-А. Advantages of metamaterials based on double-stranded DNA-like helices / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov, M. Nagatsu // 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics Metamaterials 2012 : proceedings, St. Petersburg, Russia, 2012, September 17–22. – St. Petersburg, Russia : St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2012. – P. 309–311.

91-А. Calculation and analysis of the tensors of electric, magnetic and chiral susceptibilities of the helices with optimal shape / V. Asadchy, I. Faniayeu, I. Semchenko, S. Khakhomov // 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics Metamaterials 2012 : proceedings, St. Petersburg, Russia, 2012, September 17–22. – St. Petersburg, Russia : St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2012. – P. 324–326.

92-А. 2D isotropic metamaterial with equal permittivity and permeability in THz range / I. Semchenko, S. Khakhomov, V. Prinz, E. Naumova, S. Golod, A. Buldygin, V. Seyfi // 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics Metamaterials 2012 : proceedings, St. Petersburg, Russia, 2012, September 17–22. – St. Petersburg, Russia :

St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2012. – P. 571–573.

93-A. Nonlinear-transformation based cylindrical cloaks and their practical advantages / V. Asadchy, I. Faniayeu, I. Semchenko, S. Khakhomov // 6th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics Metamaterials 2012 : proceedings, St. Petersburg, Russia, 2012, September 17–22. – St. Petersburg, Russia : St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 2012. – P. 146–148.

94-A. Optimal Arrangement of Smooth Helices in Uniaxial 2D-Arrays / V. Asadchy, I. Faniayeu, Y. Ra'di, I. Semchenko, S. Khakhomov // 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2013 : proceedings, Bordeaux, France, 2013, September 16–21. – IEEE, New York, 2013. – P. 244–246.

95-A. The potential energy of non-resonant reciprocal optimal bianisotropic particles does not depend on time / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. P. Balmakov, S. Tretyakov // 8th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics «Metamaterials 2014» : proceedings, Copenhagen, Denmark, 2014, August 25–30. – Copenhagen, Denmark : Technical University of Denmark, 2014. – 3 p.

96-A. Single-Layer Meta-Atom Absorber / I. Faniayeu, V. Asadchy, T. Dzerzhanskaya, I. Semchenko, S. Khakhomov // 8th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics «Metamaterials 2014» : proceedings, Copenhagen, Denmark, 2014, August 25–30. – Copenhagen, Denmark : Technical University of Denmark, 2014. – 3 p.

97-A. Faniayeu, I. Total absorption based on smooth double-turn helices / I. Faniayeu, I. Semchenko, S. Khakhomov // 13th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2014 : proceedings, Riga, Latvia, 2014, September 10–12. – Riga, Latvia : Riga Technical University, 2014. – P. 229–230.

98-A. Dzerzhanskaya, T. Helical metamaterial elements as RLC circuit / T. Dzerzhanskaya, I. Semchenko, S. Khakhomov // 13th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2014 : proceedings, Riga, Latvia, 2014, September 10–12. – Riga, Latvia : Riga Technical University, 2014. – P. 226–228.

99-A. Разработка киральных метаматериалов для создания плоской «линзы» в терагерцовом диапазоне на основе спиральных элементов оптимальной формы / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, Е. В. Наумова, В. Я. Принц, С. В. Голод // Научный семинар по оптике и теоретической физике, Гомель, Беларусь, 21 мая 2014 г. : материалы семинара / Гом. гос. ун-т ; редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2014. – С. 46–51.

100-A. Поглощение нормально падающей плоской электромагнитной волны в тонком слое метаматериала на основе одновитковых оптимальных спиралей / И. А. Фаняев, Т. А. Державская, И. В. Семченко, С. А. Хахомов, В. С. Асадчий // Научный семинар по оптике и теоретической физике, Гомель, Беларусь, 21 мая 2014 г. : материалы семинара / Гом. гос. ун-т ; редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2014. – С. 73–77.

101-A. Поглотители электромагнитного излучения СВЧ-диапазона на основе полимерных композитов и энантиоморфных структур / В. А. Банний, А. Л. Самофалов, И. В. Семченко, С. А. Хахомов // Научный семинар по оптике и теоретической физике, Гомель, Беларусь, 21 мая 2014 г. : материалы семинара / Гом. гос. ун-т ; редкол.: А. В. Рогачев (гл. ред.) [и др.]. – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2014. – С. 196–201.

102-A. Broadband infrared quarter wave plate realization in a 3D array / A. Balmakou, I. Semchenko, S. Khakhomov, M. Nagatsu, V. Mizeikis, V. Asadchy // International Scientific Conference «Optics of Crystals» : proceedings, Mozyr, Belarus, 2014, September 23–26. – Mozyr, Belarus, 2014. – P. 65–66.

103-A. Wave transformations in thin metamaterial layers / I. Faniayeu, V. Asadchy, I. Semchenko, S. Khakhomov // International Scientific Conference «Optics of Crystals» : proceedings, Mozyr, Belarus, 2014, September 23–26. – Mozyr, Belarus : I. P. Shamyakin Mozyr State Pedagogical University, 2014. – P. 115–116.

104-A. DNA-Type Helix With Optimal Shape In Soft X-Ray Range / I. Faniayeu, I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Balmakov // 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2015 : proceedings, Oxford, Great Britain, 2015, September 7–12. – Oxford, Great Britain, 2015. – P. 621–623.

105-A. The equilibrium state of bifilar helix as element of metamaterials / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, A. L. Samofalov, Songsong Qian // 14th International Conference on Global Research and Education, Inter-Academia 2015 : proceedings, Hamamatsu, Japan, 2015, September 28–30. – Hamamatsu, Japan : Shizuoka University, 2015. – P. 124–125.

106-A. Electromagnetic field energy in absorptive chiral metamaterial with helical elements / I. V. Semchenko, A. P. Balmakov, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov // 10th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, Metamaterials 2016 : proceedings, Crete, Greece, 2016, September 17–22. – Chania, Crete, Greece, 2016. – P. 221–223.

107-A. Highly absorptive weakly reflective terahertz metamaterials with compensated chirality / S. V. Golod, E. V. Naumova, V. Ya. Prinz, A. G. Milekhin, I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, V. S. Asadchy, A. M. Goncharenko, G. V. Sinitsyn, A. V. Lyakhovich, V. L. Malevich // Progress in Electromagnetics Research Symposium, PIERS 2017 : proceedings, St. Petersburg, Russia, 2017, 22–25 May. – St. Petersburg, Russia, 2017. – P. 1185–1186.

108-A. Absorptive weakly reflective metamaterial based on optimal rectangular omegas / I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Samofalov, M. Podalov, A. Balmakov, E. Naumova, S. Golod, V. Prinz // 11th International Congress on Engineered Material Platforms for Novel Wave Phenomena, Metamaterials 2017 : proceedings, Marseille, France, 2017, August 28 – September 2. – Marseille, France, 2017. – P. 867–869.

109-A. Моделирование поляризационных свойств омега-структурированной метаповерхности на кремниевой подложке в ТГц диапазоне / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов, М. А. Подалов, А. М. Гончаренко, Г. В. Синицын, Н. С. Ковальчук, А. Н. Петлицкий, В. А. Солодуха // VI Конгресс физиков Беларуси, Минск, Беларусь, 20–23 ноября 2017 г. – Минск, 2017. – С. 162–163.

110-A. Проектирование, формирование и экспериментальное исследование гибких металл-полимерных высокопоглощающих неотражающих покрытий на основе трехмерных элементов для СВЧ и ТГц диапазона / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. М. Гончаренко, Г. В. Синицын, А. Л. Самофалов, М. А. Подалов // VI Конгресс физиков Беларуси, Минск, Беларусь, 20–23 ноября 2017 г. – Минск, 2017. – С. 164–165.

111-A. Development of a double-sided “ideal” absorber of microwave and THz waves based on metamaterials and metal-polymeric polydisperse layers / I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Samofalov, I. Faniayeu // Материалы Белорусско-китайского научно-технического семинара, Belarusian and Chinese scientific and technical seminar / А. В. Рогачев (гл. ред.). – Гомель : ГГУ им. Ф. Скорины, 2018. – С. 18–22.

112-A. Interaction forces of electric currents and charges in a double DNA-like helix and its equilibrium / I. Semchenko, S. Khakhomov, A. Balmakov, I. Mikhalka // 12th International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena, Metamaterials 2018 : proceedings, Espoo, Finland, 2018, August 27 – September 1. – Espoo, Finland, 2018. – P. 281–283.

Прочие публикации

113-A. Electromagnetic waves in anisotropic chiral non-reciprocal media with uniaxial symmetry. Exact solution of boundary-value problem / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola, E. A. Fedosenko. – Helsinki : Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1998. – 18 p. – (Report 261 / Helsinki University of Technology).

114-A. Microwave analogy of optical properties of cholesteric liquid crystals with local chirality / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola. – Helsinki : Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1999. – 11 p. – (Report 298 / Helsinki University of Technology).

115-A. Electromagnetic waves in artificial biaxial chiral structures with dielectric and magnetic properties / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov, S. A. Tretyakov, A. H. Sihvola. – Helsinki : Helsinki University of Technology, Electromagnetics Laboratory, 1999. – 17 p. – (Report 313 / Helsinki University of Technology).

Патенты

116-A. Устройство для преобразования поляризации: пат. 9850 Респ. Беларусь : МПК (2006) H 01 Q 15/00, H 01 Q 21/24 / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов ; заявитель и патентообладатель УО «Гомельский гос. ун-т. им. Ф. Скорины». – № а 20050738 ; заявл. 18.07.2005 ; опубл. 30.04.2007 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2007. – № 5. – С. 146–147.

117-A. Устройство для преобразования поляризации электромагнитной волны : пат. 2316857 Рос. Федерация : МПК7 H 01 Q 15/24, H 01 Q 21/06 / И. В. Семченко, С. А. Хахомов, А. Л. Самофалов ; заявитель и патентообладатель УО «Гомельский гос. ун-т. им. Ф. Скорины». – № 2006112520/09 ; заявл. 14.04.2006 ; опубл. 10.02.2008 // Официальный бюл. «Изобретения. Полезные модели (с полным описанием изобретений к патентам)». – 2008. – № 4.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Анизотропия 16, 19, 58, 69–71, 129, 135, 138

Антенна 83, 87

- излучающая 110, 120, 176
- передающая 78
- приемная 78, 110, 120, 176
- рупорная 82–84, 106, 110, 236, 239
- сверхширокополосная 87
- спиральная 58

Бианизотропный 64, 121, 157

Болометр 162

Взаимодействие 200, 215, 220, 222, 228, 232

Волна 11–13, 17, 102, 103, 121, 155, 160, 163, 177, 197, 221, 228, 230, 236, 238, 241, 244, 245

- отраженная 129, 133, 140, 148, 197, 235
- падающая 80, 102, 127–129, 131, 135, 137, 139, 144, 145, 147, 149, 186, 239
- плоская 29
- поляризованная 58, 107, 180
- прошедшая 36, 133, 134, 141
- стоячая 205
- электромагнитная 79, 113, 220

Волновое

- обтекание 36
- уравнение 122, 150
- число 123, 125, 140, 143, 151, 174, 193, 196, 233

Гиротропия 16

Граничная задача 10, 135, 190, 218

Диапазон 38, 72, 78, 83, 87, 177, 249

- инфракрасный (ИК) 33, 155
- сверхвысокочастотный (СВЧ) 8, 9, 12, 17, 23, 60, 71–73, 77, 78, 82–84, 86, 95, 97, 107, 114, 116, 117, 154, 155, 159, 162, 164, 177, 219, 234, 236, 239, 244, 247–249
- терагерцовый (ТГц) 8, 9, 10, 30, 31, 60, 68, 72, 86, 88, 89, 94, 97, 166, 180, 184, 190, 197–199, 217, 218, 247, 249
- ультрафиолетовый (УФ) 12, 234

Дисперсия 138, 198, 201, 202, 217, 218

- пространственная 17, 130, 132, 165, 212
- частотная 138, 177, 204

Дихроизм циркулярный 180

Диэлектрик 26, 33, 45, 57, 68, 129, 166, 196

Диэлектрическая проницаемость 26, 115, 116, 188, 208, 213
ДНК (дезоксирибонуклеиновая кислота) 3, 10–13, 16, 37–43, 58–60, 90, 92, 94, 95, 220–229, 231–234, 236, 238, 239, 241–245, 248, 249

Киральность 15, 17–19, 24, 25, 34, 57, 132, 143, 178, 212, 213, 216, 249

Коэффициент 169, 170, 172–174, 197, 205, 207, 210, 212

- безэховости 78
- затухания 214
- ослабления 76, 169, 170, 179
- отражения 19, 76, 78, 79, 81, 132, 156, 160, 163, 185, 187, 188, 194, 195, 197
- поглощения 77, 160, 162, 163, 195, 196
- потерь 207
- пропускания 194
- прохождения 94, 156, 187, 188, 196, 249
- Пуассона 69
- усиления 87
- эллиптичности 86, 106, 112

Кристалл 16, 92, 93

- природный 138
- фотонный 52, 53
- холестерический жидкий (ХЖК) 7, 59

Литография 45, 47

- голографическая 51
- ионно-лучевая 48
- лазерная 49
- оптическая 48
- печатная 48
- электронно-лучевая 48

Магнитная проницаемость 29, 30, 38, 132, 149, 193, 211

Магнитное поле 140, 210

Метаматериал 10, 25–27, 37, 50, 155, 159, 160, 162, 163, 181, 182, 184, 190, 194–197, 199, 200, 202, 204, 208, 214, 215, 217–219

Метаповерхность 7, 8, 9, 13, 220, 249

Метод 31, 46, 48, 49, 68, 72, 84, 106, 110, 151, 168, 206

- ДНК-оригами 42
- конечных элементов 8
- магнетронного распыления 63, 64

Момент 12, 224, 225

- магнитный 11, 104, 156, 159, 172, 220, 222, 223, 229, 246
- электрический дипольный 11, 104, 108, 156, 159, 172, 220, 222, 223, 229, 246

Мощность 64, 88, 209

- диссипативных сил 169
- лазерного импульса 198
- падающего излучения 162, 249

Оптическая активность 16, 17, 18, 24, 37, 44

Параметр 69, 149, 175

- киральности 19, 113, 137, 140, 165, 192, 202, 203, 212
- оптимальный 8, 9, 13, 15, 22, 60, 97, 98, 107, 114, 116, 164, 168, 185, 188, 190, 217, 246–248
- удельного кручения спирали 140, 150

Плотность 174

- тока 156, 174

- энергии 201, 202, 204, 208, 216–218
- Поляризация 12, 94, 99, 112, 135, 144, 148, 221, 225, 229
 - линейная 84–86, 94, 98, 99, 106, 110, 112, 134, 135, 148, 201, 241
 - эллиптическая 85, 98, 129, 134
 - циркулярная 12, 13, 94, 134, 144, 168, 204, 232, 234, 241, 242
- Поляризуемость 115, 157, 158
 - диэлектрическая 162, 246
 - киральная 246
 - магнитная 162, 246
- Принц-технология 68
- Принцип 49, 66, 68, 166
 - маскировки 32
 - масштабирования 37
 - обратимости 12, 221
 - Онзагера–Казимира 96, 178
 - электродинамического подобия 12, 244, 248
- Проводимость 174
- Пространственная 12, 51, 149
 - дисперсия 17, 130, 132, 165, 212
 - структуризация 25
- Псевдотензор 113, 177, 178
- Сегнетоэлектрик 31
- Система координат 230
 - закрученная 140, 142, 149, 150–153
 - лабораторная 153
 - цилиндрическая 115
- Скин-слой 72, 73, 169, 170, 179
- Скин-эффект 170, 179, 246
- Симметрия 109, 122, 165
 - зеркальная 12, 16, 234, 244, 248
 - кристаллографическая 96
 - одноосная 122, 139, 149
 - спиральная 151
 - среды 122
- Собственные 222
 - волны 122
 - моды 137, 206
- Структура 17, 26, 27, 28, 31, 36, 38, 41, 42, 51, 56, 69, 98, 138, 139, 155, 180, 191, 192, 201
 - анизотропная 151
 - биологическая 10, 220, 228
 - изотропная 214
 - искусственная 8, 10, 119, 120, 180, 183
 - киральная 183
 - молекулы ДНК 39
 - периодическая 221
 - слоистая 27
 - спиральная 8
- Тензор 140, 149
 - киральности 122, 130
 - диэлектрической проницаемости 18, 33, 113, 121, 122, 130, 149
 - магнитной проницаемости 18, 33, 113, 121, 122, 130, 149

Угол 16, 58, 71, 102, 103, 123, 138, 139, 141, 148, 149, 169, 235

- Брюстера 129
- падения 78, 129, 133
- поворота 112, 179
- подъема (витков) спирали 11, 99, 108, 109, 151, 169, 175, 176, 181, 198, 209, 215, 221, 223, 224, 231, 234, 247
- полярный 102

Уравнение 173, 209, 231

- волновое 122, 150
- движения электрона 177, 207, 209, 21
- дисперсионное 123, 151
- Максвелла 29, 33, 96, 122, 150, 241
- тригонометрическое 104, 224, 231

Формула 130, 144, 154, 180, 196, 197, 208, 209, 212, 214, 216

- де Ври 9, 143, 153, 164, 247
- Клаузиуса–Моссотти 115

Частота 26, 30, 74, 81, 82, 118, 123, 180, 201, 204

- волны 109
- критическая 188
- резонансная 106, 156, 169, 185, 205, 206
- следования импульсов 64
- циклическая 101, 230

Электрическое поле 104, 207, 226

Емкость 186, 190

Электромагнитная волна 11, 79, 113, 220

Эллипс поляризации 84, 86

Энергия 200, 211, 213, 215, 230–232

- волны 80
- запасенная 214
- лазерного импульса 64
- поглощенная 209, 214, 216, 217
- упругой деформации 69
- электромагнитного поля 201, 206
- электрона 206, 208

Эпитаксия 45

Эффект 16, 38, 70, 129, 155

- компенсации двулучепреломления 137
- Погкельса 47
- поляризационной селективности 12, 13, 221, 224, 229, 234, 240, 241, 244, 245
- Черенкова 28

SUMMARY

Semchenko, I. V. Electromagnetic waves in metamaterials and helical structures / I. V. Semchenko, S. A. Khakhomov ; Francisk Skorina Gomel State University. – Minsk : Belaruskaya navuka, 2019. – 280 p.

The monograph is devoted to the theoretical and experimental study of properties of metamaterials, metasurfaces and helix-structured systems, identification of the conditions for polarization conversion of electromagnetic waves in such systems and suppression of the reflected wave with absorption of the transmitted wave. It also focuses on the rationale for possibilities of practical application of physical properties and the phenomena which are characteristic of this class of media. The book provides the performing analytical calculations of electromagnetic field characteristics based on the theory of dipole radiation of electromagnetic waves, energy approach, as well as the helical model of molecules of chiral substances. The finite elements method was used in the simulation. The pilot studies include the use of classical measurement techniques for identification of electromagnetic wave polarization as well as modern anechoic chambers with an absorbing material of the pyramidal type. The theoretical approach for designing of metamaterials and helix-structured systems based on the helical elements with optimal parameters has been developed. The polarization converters of electromagnetic waves based on composite media with a helical structure have been developed to ensure the transformation of a linearly polarized wave to a circularly polarized one. The design and research of omega-elements planar arrays made of aluminum and molybdenum (or meta-surfaces) on a silicon substrate have been carried out. They were manufactured by OJSC INTEGRAL (Minsk). Some preliminary calculations of nanoelements have been performed. Then the samples of helix-structured metamaterials with optimal parameters for operation in the terahertz range have been investigated. These samples were manufactured at Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences using a nanostructuring method (Prinz-technology). The method of forming three-dimensional micro- and nanostructures consists in separating a strained semiconductor film from the substrate and subsequent folding of this film into a spatial object. The developed and produced metamaterial has a wave impedance in the terahertz range, close to a free space impedance, and at the same time shows strong absorption of the transmitted wave. The simulation and experimental verification of the results were carried out at B.I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus.

The results can be used for analytical calculations related to designing of low-reflective absorbing screens on the basis of helix-structured metamaterials as well as frequency and polarization-selective filters and polarization converters in microwave, THz and far IR ranges.

The book is aimed at researchers and engineers working in the field of optics, radio physics, biophysics and condensed-matter physics as well as for graduate and post graduate students of physics specialties.

Научное издание

Семченко Игорь Валентинович,
Хахомов Сергей Анатольевич

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ
В МЕТАМАТЕРИАЛАХ
И СПИРАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ**

Редактор *Н. Т. Гавриленко*
Художественный редактор *Д. А. Комлев*
Техническое оформление *О. А. Толстая*
Компьютерная верстка *И. В. Счеснюк*

Подписано в печать 03.12.2019. Формат $70 \times 100^{1/16}$. Бумага офсетная. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 22,75. Уч.-изд. л. 19,8. Тираж 140 экз. Заказ 299.

Издатель и полиграфическое исполнение:
Республиканское унитарное предприятие «Издательский дом
«Беларуская навука». Свидетельства о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий № 1/18 от 02.08.2013, № 2/196 от 05.04.2017.
Ул. Ф. Скорины, 40, 220141, г. Минск.