

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
СУМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

На правах рукописи

Петровский Михаил Васильевич

УДК 621.385.6

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В
ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВИТЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ
РЕЗОНАНСНЫХ СТРУКТУРАХ ПРИБОРОВ
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА**

01.04.01 – физика приборов, элементов и систем

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

Воробьев Геннадий Савельевич

доктор физико-математических наук,

профессор

СУМЫ – 2007

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
РАЗДЕЛ 1. РЕЗОНАНСНЫЕ КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ТЕХНИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИ- МЕТРОВЫХ ВОЛН	14
1.1. Классические резонансные квазиоптические структуры	14
1.2. Открытые резонаторы с периодическими металлическими неоднородностями	18
1.3. Связанные открытые резонаторы	21
1.4. Металлодиэлектрические резонансные квазиоптические структуры ..	25
1.5. Классификация резонансных квазиоптических структур и постановка задач	28
Выводы к разделу 1	33
РАЗДЕЛ 2. МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ	34
2.1. Теоретические методы исследований	34
2.2. Экспериментальные методы исследований	37
2.3. Экспериментальные установки и методики измерений	43
Выводы к разделу 2	49
РАЗДЕЛ 3. ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БАЗОВЫХ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СТРУКТУРАХ	51
3.1. Расчет спектральных характеристик сфероидального и полусферического открытых резонаторов	51
3.2. Экспериментальные исследования спектральных и резонансных характеристик сфероидальных и полусферических открытых резонаторов	55

3.3. Влияние диэлектрических неоднородностей на электродинамические характеристики открытых резонаторов	59
Выводы к разделу 3	70
РАЗДЕЛ 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФРАКЦИОННОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ В РЕЗОНАНСНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ	71
4.1. Анализ теоретических моделей	71
4.2. Особенности возбуждения дифракционного и черенковского излучений в периодической металлодиэлектрической структуре конечной толщины	79
4.3. Численное моделирование характеристик дифракционно-черенковского излучения в металлодиэлектрическом канале	86
4.4. Численное моделирование электронно-волновых процессов в открытом волноводе с металлодиэлектрическим слоем	95
Выводы к разделу 4	99
РАЗДЕЛ 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВИТЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСНЫХ СТРУКТУРАХ	100
5.1. Электродинамические характеристики связанных открытых резонаторов	100
5.2. Электродинамические характеристики планарных периодических металлодиэлектрических структур	111
5.3. Спектральные и резонансные характеристики открытых резонаторов с металлодиэлектрическими структурами	128
5.4. Применение металлодиэлектрических структур в устройствах электроники МСМ волн	133
Выводы к разделу 5	137
ВЫВОДЫ	138
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	141

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

АДИ	– аномальное дифракционное излучение
БВПЗ	– быстрая волна пространственного заряда
ГДИ	– генератор дифракционного излучения
ДВ	– диэлектрический волновод
ДИ	– дифракционное излучение
ДН	– диаграмма направленности
ДП	– диэлектрическая призма
ДР	– дифракционная решетка
ДЧИ	– дифракционно-черенковское излучение
K_{π}	– коэффициент прохождения
КСВ	– коэффициент стоячей волны
ЛБВ	– лампа бегущей волны
ЛОВ	– лампа обратной волны
ЛСЭ	– лазер на свободных электронах
МВПЗ	– медленная волна пространственного заряда
МДК	– металлодиэлектрический канал
МДС	– металлодиэлектрическая структура
МСМ	– миллиметровые и субмиллиметровые волны
ОВ	– открытый волновод
ОДР	– отражательная дифракционная решетка
ОР	– открытый резонатор
ЧИ	– черенковское излучение
ЭП	– электронный поток

ВВЕДЕНИЕ

В электронике и технике миллиметровых и субмиллиметровых (МСМ) волн в качестве резонансных систем широкое применение нашли открытые резонаторы (ОР), являющиеся важнейшими элементами целого ряда устройств [1-7]. В частности, на базе ОР с гладкими зеркалами (сфероидальными, полусферическими) создан ряд эффективных измерительных устройств МСМ волн: резонансные волномеры с плоскими и вогнутыми металлическими зеркалами, эталоны частоты, приборы для исследования свойств веществ [3,7-9]. Полусферические и сфероцилиндрические ОР, на одном из зеркал которых расположена отражательная дифракционная решетка (ДР), используются при создании различных модификаций генераторов дифракционного излучения (ГДИ) и оротронов [3,10-13]. Эти приборы по сравнению с "классическими" (ЛОВ, клистрон, магнетрон) [3,12,14,17] имеют повышенные значения КПД, стабильности частоты и уровня выходной мощности. На базе ОР с уголково-эшелеттными зеркалами созданы эффективные полупроводниковые генераторы на диодах Гана и ЛПД, квазиоптические колебательные системы которых реализованы по схеме с реактивноотражающим или проходным резонаторами [18,19]. Широкое практическое применение квазиоптические резонансные системы нашли также в релятивистской электронике [14-16,20-24].

Вместе с тем, быстрое внедрение МСМ волн в самые различные области науки и техники: экспериментальная физика, медицина, радиолокация и коммуникационные системы [14,17,25,26], выдвигает новые требования к выходным параметрам и функциональным возможностям приборов этого диапазона.

Актуальность темы. Одним из путей дальнейшего развития таких устройств является модификация их электродинамических систем, например, с целью расширения частотного диапазона или создания селективных устройств, при разработке новых multifunctional устройств на базе

планарных технологий, повышения эффективности преобразования энергии электронного потока (ЭП) в энергию излучения в генераторах и усилителях этого диапазона длин волн. При решении данных вопросов понадобились новые подходы, которые были предложены и реализованы путем применения пространственно-развитых структур различных модификаций: связанных ОР с несколькими периодическими металлическими структурами, открытых волноводов (ОВ) с периодической металлической структурой и диэлектрическим слоем, а также устройств с планарными периодическими металлодиэлектрическими структурами (МДС), на которых возможна реализация дифракционно-черенковских механизмов возбуждения волн [27-29]. Целесообразность данных решений обоснована в [30]. Такие структуры обладают широкими функциональными возможностями, как в плане построения новых модификаций источников колебаний, так и в плане миниатюризации приборов и создании элементной базы радиосистем МСМ диапазонов волн. Использование пространственно-развитых структур в ОР и ОВ позволяет улучшить выходные параметры таких приборов и расширить их функциональные возможности – увеличить КПД и диапазон электронной перестройки частоты, реализовать режимы усиления мощности и умножения частоты, создать селективные устройства МСМ волн.

В частности, в [12,28,31] предложены схемы ГДИ на связанных ОР: со связью через дифрагированное на периферии зеркал поле, при последовательном включении ОР с отражательными ДР, а также со связью через ленточные ДР, при параллельном включении двух ОР. К настоящему времени достаточно полно проведены исследования первого варианта включения ОР с короткофокусными зеркалами. Однако отсутствие системных исследований электродинамических свойств резонансных систем таких приборов затрудняет их практическую реализацию.

Перспективными, с точки зрения создания новых модификаций приборов МСМ волн являются также ОР с МДС, которые частично исследованы в работах [29,32-34]. В частности, энергетические

характеристики основных гармоник излучения для нерезонансных МДС к настоящему времени изучены аналитическими методами и путем экспериментального моделирования [12,35,36]. Также получили развитие численные методы анализа, позволяющие определить количественное влияние высших пространственных гармоник излучения на основную (черенковскую). Однако отсутствие теоретических и экспериментальных исследований волновых процессов в МДС ограниченной толщины, затрудняет их практическую реализацию для создания многофункциональных приборов МСМ волн. Недостаточно изучена структура типа металлодиэлектрический канал [12,37], являющаяся аналогом ГДИ с квазиоптическим выводом энергии и представляющая интерес с точки зрения микроминиатюризации приборов дифракционной электроники. Перспективным является также вопрос усиления электромагнитных колебаний на пространственных гармониках дифракционного излучения (ДИ), возбуждаемых в ОВ. К настоящему времени достаточно полно исследованы электронно-волновые процессы в системе ОВ, для режимов бегущих волн [32,38]. Вместе с тем, с точки зрения регенеративного усиления колебаний, практический интерес представляет также режим резонансного (нормального) излучения в ОВ, который к настоящему времени не исследован.

В связи с этим вопросы системного теоретического и экспериментального исследования пространственно-развитых квазиоптических резонансных электродинамических систем с периодическими металлическими и металлодиэлектрическими структурами являются актуальными.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории «Новые технологии в физике и технике СВЧ» кафедры физической электроники Сумского государственного университета. Тематика работы соответствует научным программам Министерства образования и науки Украины по фундаментальным исследованиям. Основные результаты работы вошли в отчеты по госбюджетным темам «Радиационные эффекты в

нерелятивистской электронике миллиметрового диапазона волн» № 0100U003218 (2000 – 2002 гг.); «Волновые процессы в открытых электродинамических системах при движении нерелятивистских электронов вдоль периодических металлодиэлектрических структур» № 0103U000776 (2003 – 2005 гг.), а также в промежуточный отчет по госбюджетной теме «Физика волновых процессов в открытых волноводно-резонаторных металлодиэлектрических системах с распределенными источниками излучения» № 0106U001931 (2006 – 2008 гг.).

Цель и основные задачи исследования. Цель настоящего исследования состоит в установлении общих физических закономерностей волновых процессов в пространственно-развитых квазиоптических резонансных структурах, выработке на этой основе практических рекомендаций по реализации новых модификаций генераторов электромагнитных колебаний и элементной базы различных устройств МСМ диапазона волн.

В соответствии с этим в работе решались следующие научные задачи:

- развитие теории и численный анализ энергетических характеристик пространственных гармоник дифракционно-черенковского излучения в металлодиэлектрическом канале с ленточной дифракционной решеткой и диэлектрическим слоем конечной толщины;
- численный анализ взаимодействия электронного потока с полем электродинамической системы плоско-параллельного открытого волновода с металлодиэлектрическим слоем в режиме резонансного излучения дифрагированного поля;
- развитие методики экспериментального моделирования волновых процессов в пространственно-развитых квазиоптических резонансных структурах приборов миллиметрового диапазона для конкретных объектов, путем замены электронного потока распределенным источником излучения типа диэлектрический волновод (ДВ);

- экспериментальное моделирование волновых процессов в связанных открытых резонаторах и открытых резонаторах с металлодиэлектрическими включениями при изменении их геометрических и электродинамических параметров.

Объект исследования – волновые процессы в пространственно-развитых квазиоптических резонансных структурах приборов миллиметрового диапазона.

Предмет исследования – энергетические, пространственные, спектральные и резонансные характеристики электромагнитных волн для заданного класса исследуемых электродинамических структур при изменении в широком интервале значений их параметров.

Согласно поставленным задачам используются следующие *методы исследований*.

Теоретические:

метод заданного тока; векторная теория открытых резонаторов; самосогласованный метод решения задач электроники; численный итерационный метод Ньютона.

Экспериментальные:

метод моделирования волны тока пространственного заряда электронного потока поверхностной волной диэлектрического волновода; метод подвижной антенны и зонда; классические методы измерения амплитудных и частотных характеристик электромагнитных полей.

Научная новизна полученных результатов. В диссертационной работе развиты и систематизированы методы исследования волновых процессов в пространственно-развитых квазиоптических резонансных структурах приборов миллиметрового диапазона волн. Такие электродинамические системы являются основой при создании генераторов, усилителей и элементной базы новых модификаций устройств МСМ диапазона волн с улучшенными выходными характеристиками.

В работе получены следующие новые результаты:

– впервые, в приближении заданного тока, получены соотношения для плотности энергии дифракционного и черенковского излучений в резонансной периодической металлодиэлектрической структуре конечной толщины; проведен численный анализ гармоник излучения в зависимости от толщины диэлектрического слоя, расстояния до металлического экрана и электродинамических параметров ленточной дифракционной решетки в интервале значений диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 2 \div 25$ и относительной скорости электронного потока $\beta = 0,1 \div 0,8$;

– в рамках линейной самосогласованной теории, впервые проведен анализ дисперсионного уравнения для предельного случая резонансного возбуждения электронным потоком открытого волновода с металлодиэлектрическим слоем; определены оптимальные значения электродинамических параметров системы для области регенеративного усиления объемных волн и установлена возможность увеличения инкремента нарастания колебаний в 35 раз, по сравнению с нерезонансным возбуждением системы;

– применительно к различным модификациям пространственно-развитых квазиоптических структур: связанных открытых резонаторов с периодическими металлическими структурами, открытых резонаторов с планарными периодическими металлодиэлектрическими структурами, в диапазоне частот $f = 69 \div 80$ ГГц развит и реализован метод экспериментального моделирования волны тока пространственного заряда электронного потока поверхностной волной планарного диэлектрического волновода;

– впервые, путем проведения и обобщения экспериментальных исследований волновых процессов в открытых резонаторах с пространственно-развитыми структурами различных модификаций установлена возможность управления выходными характеристиками таких систем: существенного увеличения полосы частот колебаний в связанных открытых резонаторах, селекции типов колебаний в резонаторах с периодическими металлодиэлектрическими структурами, возможности выделения режимов аномального дифракционного и черенковского излучений.

Практическое значение полученных результатов. Результаты теории, основанной на приближении заданного тока, и экспериментальных исследований волновых процессов в ОР с МДС, являются основой для построения самосогласованной теории, и позволяют установить общие физические закономерности возбуждения пространственных гармоник дифракционно-черенковского излучения в ограниченных МДС, а также дать практические рекомендации по оптимизации выходных параметров односвязных и многосвязных электродинамических систем с периодическими металлическими и металлодиэлектрическими структурами. На базе таких структур могут быть реализованы черенковские и дифракционно-черенковские генераторы, а также селективные устройства МСМ волн. В настоящее время результаты диссертационной работы используются при преподавании специальных курсов для студентов по специальности «Физическая и биомедицинская электроника» в Сумском государственном университете, а также были использованы при выполнении хоздоговорных тем № 0106U001025 (2005 г.) и № 0106U001026 (2005 г.) с ИПФ НАН Украины.

Собственный вклад соискателя. Основные результаты диссертации принадлежат автору и полностью опубликованы в специализированных журналах [7, 29, 32-34, 78, 89, 111], а также тезисах и трудах международных конференций [39, 86-88, 90, 92-99, 113, 116, 117]. В работах, выполненных в соавторстве, автор принимал участие в постановке задач, теоретических и экспериментальных исследованиях, обсуждении результатов и написании статей. Лично Петровскому М.В. принадлежат следующие научные результаты:

1. В обзорах [7, 29] – автором проведен анализ литературных источников, а также систематизированы результаты теоретических и экспериментальных исследований квазиоптических резонансных структур различных модификаций, на основании чего построена структурная схема их развития и применения. Статья [7] подготовлена лично автором, в статье [29] подготовлен раздел 2.

2. В работах [32, 78, 89] – проведен численный анализ влияния геометрических и электродинамических параметров открытого волновода с диэлектрическим слоем на условия возбуждения колебаний в резонансном режиме. При непосредственном участии автора создана установка и разработана методика экспериментального моделирования волновых процессов в открытом волноводе с металлодиэлектрической структурой, а также исследованы пространственные и амплитудные характеристики электромагнитных колебаний. Лично автором в статье [32] подготовлен раздел 2, в статье [78] подготовлен раздел 2, в статье [89] подготовлен раздел 3.

3. В работе [33] – получены соотношения для плотности энергии пространственных гармоник дифракционно-черенковского излучения в металлодиэлектрическом канале с диэлектрической структурой конечной толщины, разработан алгоритм вычислительных программ, проведен численный анализ углов и интенсивностей гармоник излучения. Лично автором подготовлен раздел 3 статьи.

4. В работе [34] – проведены экспериментальные исследования спектральных и резонансных характеристик открытых резонаторов с планарными металлодиэлектрическими структурами различных модификаций. Проанализировано влияние диэлектрических и металлодиэлектрических неоднородностей на добротность и селективные свойства таких систем. Даны рекомендации по использованию металлодиэлектрических структур в практических устройствах типа ЛОВ и дифракционно-черенковских генераторах. Статья подготовлена лично автором.

5. В работе [111] – разработаны алгоритмы вычислительных программ и проведен численный анализ спектральных характеристик и топологии полей открытых резонаторов. Проведено сравнение теоретических данных с экспериментальными. Статья подготовлена лично автором.

6. В работах [39, 86-88, 90, 92-99, 113, 116, 117] проведены численные и экспериментальные исследования электродинамических характеристик открытых резонаторов с планарными металлодиэлектрическими структурами

и открытых волноводов с металлодиэлектрическим слоем. Лично автором подготовлены работы [39, 92-97, 113, 116, 117].

Апробация результатов диссертации. Материалы диссертации докладывались и обсуждались на 12-й – 16-й Международных конференциях „СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (Севастополь, 2002 – 2006 гг.); 6-м Международном форуме „Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке” (Харьков, 2002 г.); Міжнародних конференціях студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики „ЕВРИКА” (Львов, 2002 – 2004, 2006 гг.); The Fifth International Kharkov symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter, and submillimeter waves „MSMW 2004” (Харьков, 2004 г.); „Харьковской нанотехнологической Ассамблее-2007” (Харьков, 2007 г.); Конференції молодих учених та аспірантів „ІЕФ-2007” (Ужгород, 2007 г.); ежегодных Научно-технических конференциях сотрудников, преподавателей и студентов СумГУ (Сумы, 2002 – 2007 гг.).

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 24 научных работах, в том числе в 8 статьях специализированных журналов, входящих в перечень ВАК Украины, и в 16 тезисах докладов и трудов Международных научных конференций.

РАЗДЕЛ 1

РЕЗОНАНСНЫЕ КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ТЕХНИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

В данном разделе кратко изложены основные свойства "классических" ОР без неоднородностей, как базовых устройств при определении особенностей пространственно-развитых резонансных структур МСМ волн. На основе ранее проведенных исследований, рассмотрены свойства ОР с периодическими металлическими неоднородностями, связанных ОР, а также различных модификаций открытых резонансных систем с металлодиэлектрическими структурами. Определены пути дальнейших исследований таких систем с точки зрения оптимизации их выходных параметров для применения в устройствах МСМ волн. Основные результаты исследований данного раздела приведены в работах [7,39].

1.1. Классические резонансные квазиоптические структуры

К классическим резонансным квазиоптическим структурам можно отнести двухзеркальные открытые резонаторы без неоднородностей, которые приведены на рис. 1.1.

В простейшем случае открытый резонатор состоит из двух плоских

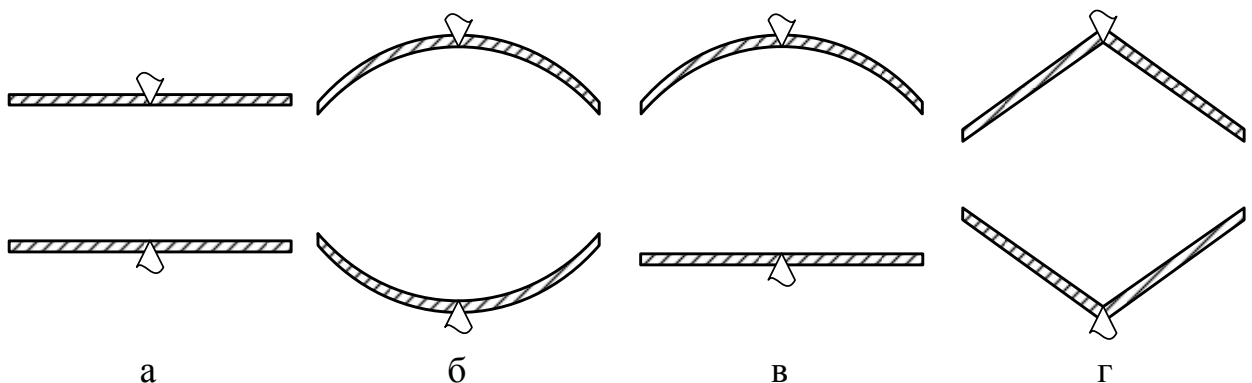


Рис. 1.1. Двухзеркальные открытые резонаторы без неоднородностей

бесконечно тонких дисков, расположенных параллельно друг другу так, что их оси симметрии совпадают рис. 1.1а. Такой резонатор называется плоскопараллельным и является аналогом известного в оптике интерферометра Фабри-Перо.

Плоскопараллельные резонаторы обладают рядом ценных качеств [2,4,40-42]: имеют разреженный спектр резонансных частот, однородное поле вдоль оси симметрии резонатора, длина волны в резонаторе мало отличается от длины волны в свободном пространстве.

Однако, сложность юстировки, сравнительно большие размеры, недостаточное разделение видов колебаний по потерям привело к тому, что более перспективными в МСМ диапазонах волн являются резонаторы с отражателями, обладающими свойством квадратичной фазовой коррекции. Резонаторы такого типа получили название конфокальных и состоят из сферических зеркал, как показано на рис. 1.1б. Такие резонаторы имеют большую разрешающую способность, чем плоскопараллельные. Кроме того, конфокальные резонаторы менее критичны к юстировке. Для резонатора со сферическими отражателями характерны значительно меньшие потери энергии на один проход по сравнению с открытым резонатором, имеющим плоские зеркала и такую же апертуру. Важным его преимуществом является большее разделение по потерям основного и высших видов колебаний [1,2,4,40], которые принято обозначать TEM_{mnq} [43], где индексы $m, n = 0, 1, 2, \dots$ описывают поперечные составляющие колебаний, а q , продольный индекс колебаний, определяет число полуволн, укладывающихся по оси ОР. Для резонатора с круглыми зеркалами резонансные расстояния или резонансные длины волн видов колебаний должны удовлетворять следующему соотношению:

$$\frac{2H}{\lambda} = q + \frac{1}{\pi}(m + 2n + 1)\arccos\sqrt{g_1g_2}, \quad (1.1)$$

где H – расстояние между зеркалами; λ – длина волны; $g_1 = 1 - H/R_1$; $g_2 = 1 - H/R_2$; R_1, R_2 – радиусы кривизны зеркал.

Ограничение апертур ОР вызывает потери на излучение в свободное пространство и слабо влияет на распределение полей в открытом резонаторе. Отсюда следует, электромагнитное поле должно быть сконцентрировано вблизи центра зеркал. Это, в свою очередь, накладывает ограничение на выбор соотношений между радиусами кривизны зеркал и расстоянием между ними. Для получения резонаторов, поле в которых достаточно быстро спадает при увеличении радиальной координаты, расстояние между зеркалами должно выбираться в интервалах:

$$0 < g_1 g_2 < 1. \quad (1.2)$$

Последнее выражение называют условием "устойчивости" резонатора с квадратичной коррекцией.

Свойства колебаний различных типов в плоскопараллельных резонаторах (рис. 1.1а) и резонаторах со сферическими зеркалами (рис. 1.1б) существенно отличаются [1,2,40]. Распределение поля между плоскими пластинами в большой степени зависит от размеров последних, тогда как распределение поля на зеркале сферического профиля в основном определяется его кривизной и отношением расстояния между зеркалами к радиусу их кривизны.

Большое распространение в технике МСМ волн получили также полусферические резонаторы, состоящие из одного плоского и одного сферического зеркал. Схематически такой резонатор представлен на рис. 1.1в. Известно, что в полусферическом ОР основными колебаниями являются азимутально-однородные колебания TEM_{m0q} [1,2]. Если пятно поля на плоском зеркале значительно меньше его диаметра, то полусферические резонаторы могут быть с большой степенью точности

заменены эквивалентными сфероидальными резонаторами с удвоенным расстоянием между зеркалами, при этом распределения амплитуд в обоих типах резонаторов практически идентичны. Добротность колебаний полусферического ОР зависит от дифракционных потерь на краях плоского и сферического зеркал, омических потерь на тех же зеркалах, потерь на связь, потерь на затухание в среде.

В качестве колебательной системы можно также эффективно использовать ОР с зеркалами, выполненными в виде двугранных отражателей [2,40]. Двумерная модель такого резонатора представлена на рис. 1.1г. Резонатор с двугранными отражателями характеризуется очень малыми дифракционными потерями и сравнительно мало чувствителен к перекосам отражателей. В миллиметровом диапазоне волн его изготовление, по сравнению с конфокальным резонатором, проще.

В противоположность сферическому отражателю, который характеризуется линейной величиной – радиусом кривизны, двугранный отражатель характеризуется углом между его гранями α . Именно поэтому, условия геометрической стабильности существенно различны в обоих случаях. Любой резонатор с двугранными отражателями стабилен при условии, что ширина грани достаточно велика.

Резонансные длины волн типов колебаний для резонатора с двугранными отражателями должны удовлетворять следующему соотношению:

$$\lambda = \frac{2H}{q} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{3\alpha(2m+1)}{4q} \right) \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (1.3)$$

Из формулы видно, что в таком резонаторе не обнаруживается вырождение типов колебаний кроме случайного.

На юстировке резонатора с двугранными отражателями не очень

сильно сказываются малые повороты зеркал вокруг их вершины. Более серьезные потери могут быть вызваны недостаточной параллельностью ребер отражателей. Расположение зеркал под прямым углом друг к другу, позволяет устранить эти потери. В таком случае каждая из двух плоскостей симметрии резонатора представляет собой совокупность резонаторов с двугранным и плоским отражателями. Такой резонатор имеет свойства, подобные полуконфокальному резонатору и менее критичен к юстировке.

1.2. Открытые резонаторы с периодическими металлическими неоднородностями

С целью использования описанных выше структур в электронике КВЧ было предложено ввести в полусферический ОР периодическую неоднородность типа отражательной дифракционной решетки (рис. 1.2). Такая электродинамическая система используется в ГДИ [3,10-13].

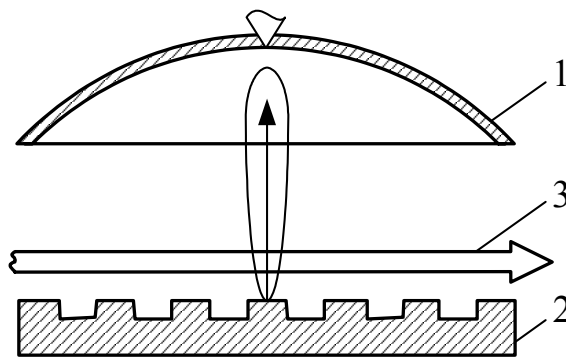


Рис. 1.2. Полусферический ОР с дифракционной решеткой: 1 – сферическое зеркало с выводом энергии; 2 – плоское зеркало с отражательной дифракционной решеткой; 3 – распределенный источник излучения (ЭП или ДВ)

Принцип действия ГДИ основывается на эффекте дифракционного излучения, возбуждаемого электронным потоком, который движется вблизи дифракционной решетки, расположенной в ОР [10,12,44-51]. При этом, взаимодействуя с дифрагированным на решетке падающим полем,

реализуются режимы усиления и генерации электромагнитных волн. Следовательно, выходные характеристики ГДИ существенным образом определяются свойствами используемого ОР. Наличие периодической структуры в ОР ГДИ значительно видоизменяет электродинамические характеристики описанных выше классических резонансных квазиоптических структур. При выполнении плоского зеркала в виде отражательной дифракционной решетки (ОДР) [45,47-50], существенно возрастают полные потери, в результате чего добротность для такой системы уменьшается почти в четыре раза. Снижение добротности происходит в результате дополнительных потерь, которые появляются при утечке энергии на излучение волноводных волн, распространяющихся по канавкам к краям зеркала, где коэффициент отражения не равен единице.

Поэтому был предложен полусферический ОР, у которого только центральная часть поверхности плоского зеркала покрыта дифракционной решеткой [10,12]. Такой резонатор имеет более разреженный спектр колебаний, потери на излучение в котором зависят от геометрических параметров решетки. Изменяя ширину решетки, можно существенно изменять не только количество типов колебаний, возбуждаемых в ОР, но и управлять расстояниями, на которых могут появляться колебания более высокого порядка. Потери в ОР заметно зависят от соотношения периода решетки и длины рабочей волны. Путем изменения глубины канавок отражательной решетки максимальная добротность колебаний может изменяться в несколько раз.

В полусферическом ОР с локальной ДР, основным является TEM_{20q} тип колебания. Приведенные в [10,12] результаты исследований показали, что в такой системе возмущение за счет гребенки незначительно, если минимум в распределении поля находится над границей между решеткой и зеркалом. Это происходит при ширине ДР, большей или равной ширине главного лепестка поля TEM_{20q} колебания.

При реализации полупроводниковых источников и элементной базы

МСМ волн широкое применение нашли уголково-эшелеттные ОР. На основе таких электродинамических систем в [52,53] предложены модификации квазиоптических твердотельных генераторов накачки со сферо-уголково-эшелеттными ОР, которые конструктивно реализованы по схемам с реактивноотражающим и проходным резонаторами. Как показано в [18,19] колебательная система уголково-эшелеттного ОР имеет ряд особенностей: степень разрежения спектра уголково-эшелеттного ОР несколько меньше, чем спектра ОР с плоским эшелеттным зеркалом, однако, в спектре имеются типы колебаний с аномально высокой добротностью, классифицируемые как квазиосновные типы колебаний; поле квазиосновных типов колебаний стянуто к оси ОР и плотность их энергии больше чем для основных и других типов колебаний; вблизи уголково-эшелеттного зеркала структура поля претерпевает трансформацию и при вершине ОР она близка к структуре поля в прямоугольном волноводе; уголково-эшелеттное зеркало является многоступенчатым трансформатором импеданса.

Разнообразие устройств релятивистской электроники [14,22-24,54-56] обусловило необходимость разработки специальных открытых резонансных электродинамических систем, обладающих повышенной электрической прочностью и эффективной селекцией типов колебаний. К таким резонансным системам относится кольцевой резонатор [4,54], представляющий собой совокупность зеркал расположенных таким образом, чтобы луч, испытав отражения от резонаторных зеркал, замыкался сам на себя. Отличительной особенностью такого резонатора является разделение оптических лучей прямого и отраженных сигналов. По сути, в объеме резонатора реализуется режим бегущих волн. Кроме этого, появляется не менее двух дополнительных оптических ветвей, через которые могут включаться другие устройства. Эта особенность была использована в одном из вариантов лазера на свободных электронах с каскадным повышением частоты [54]. В МСМ диапазоне перспективным является использование также брэгговских резонаторов. Конструктивно они состоят из резонаторов

Фабри-Перо, зеркала которых образуют зубчатые либо волнистые зеркальные поверхности. Такие резонаторы в основном применяются в конструкциях лазеров на свободных электронах [54,56-58]. Отличаясь многофункциональностью, брэгговский резонатор является многочастотной системой. Кроме того, для волны накачки, распространяющейся вдоль оси резонатора, система зеркал является высокоселективной замедляющей структурой.

1.3. Связанные открытые резонаторы

В работах [12,45,59-63] предложены и частично исследованы устройства дифракционной электроники на связанных ОР, которые по сравнению с однорезонаторными ГДИ обладают рядом преимуществ: имеют более широкий диапазон электронной перестройки частоты, могут эффективно использоваться в качестве генераторов, усилителей мощности и умножителей частоты. Связь ОР в таких устройствах может быть реализована либо через дифрагированное на краях зеркал поле [12,60,62], путем последовательного расположения резонаторов рис. 1.3а, либо через дифрагированное на ленточных решетках поле [12,45,59], путем параллельного включения ОР рис. 1.3б, относительно оси распределенного источника излучения. Таким источником в устройствах электроники является ЭП, а в случае экспериментального моделирования процессов возбуждения дифракционно-черенковского излучения (ДЧИ) – поверхностная волна одномодового планарного диэлектрического волновода.

Система последовательно связанных ОР рис. 1.3а, в простейшем случае, представляет собой два полусферических резонатора с общим плоским зеркалом, выполненным в виде ОДР. В случае системы параллельно связанных ОР рис. 1.3б, между сферическими зеркалами располагаются ленточные дифракционные решетки и источник возбуждения излучения (ЭП или ДВ).

В [28,31,61-63] проведено моделирование волновых процессов в связанных ОР с источником излучения в виде планарного диэлектрического

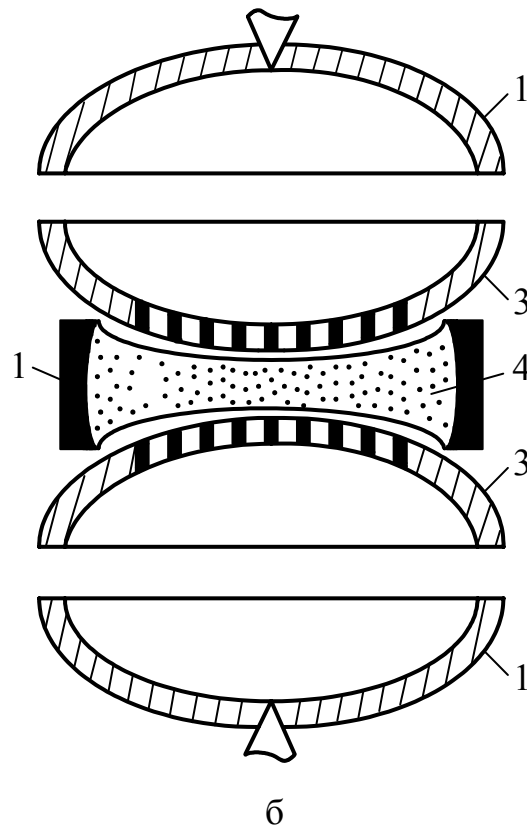
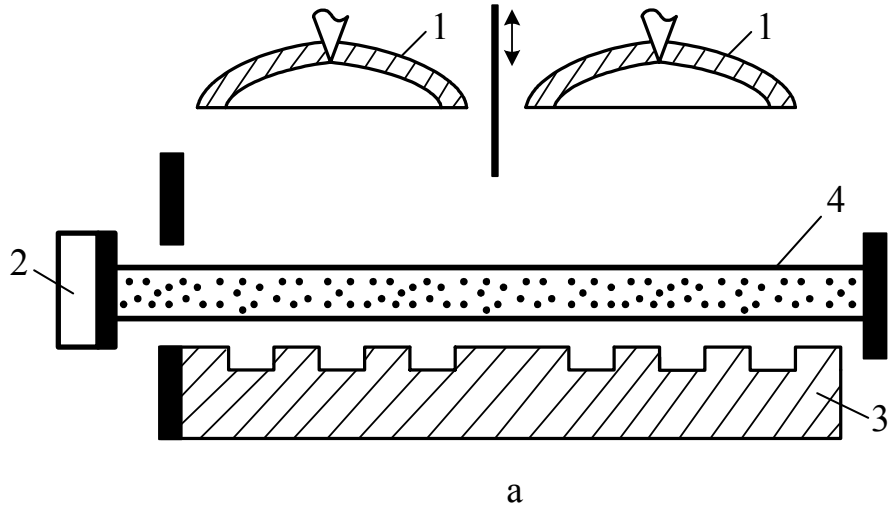


Рис. 1.3. Схемы выполнения ГДИ на связанных ОР [28]: а – последовательное включение ОР; б – параллельное включение ОР; 1 – сферическое зеркало с выводом энергии; 2 – электронная пушка; 3 – зеркало с дифракционной решеткой; 4 – электронный поток

волновода. Для определения особенностей приведенных на рис. 1.3 электродинамических систем исследовались резонансные характеристики колебаний и спектры резонансных частот связанных ОР, которые характеризуют возможность возбуждения в данных резонансных системах ограниченного количества TEM_{mq} типов колебаний. При этом базовыми являлись измерения аналогичных характеристик для одиночных полусферического и сфероидального ОР.

Показано, что полоса пропускания связанных ОР рис. 1.3а, по сравнению с базовым резонатором, возрастает почти в два раза и составляет величину $\Delta f \approx 250$ МГц в диапазоне частот $f = 45 \div 47$ ГГц. При этом резонансные кривые связанных ОР свидетельствуют о реализации эффективной связи через дифрагированные на периферии зеркал поля при настройке резонаторов на близкие частоты.

Результаты исследований системы рис. 1.3б свидетельствуют о том, что для сравнимых значений расстояний между зеркалами максимальную полосу пропускания в резонансной системе можно достичь при организации оптимальной связи двух ОР через ленточные ДР: полоса пропускания системы при параллельном включении ОР почти в 5 раз больше, чем при последовательном включении ОР. При этом добротность колебаний связанных ОР – того же порядка, что и одиночных ОР [64].

Таким образом, установлено, что с точки зрения расширения полосы пропускания открытых резонансных систем, предпочтительным является связанный ОР со связью через ленточные ДР, который в случае реализации на его основе устройств дифракционной электроники обеспечивает также минимальные габариты прибора вдоль оси ЭП.

В описанных выше резонансных системах преимущественно используются квазиоптические ОР, размеры зеркал которых составляют по радиусу кривизны $R \approx 20 \div 30\lambda$, по апертуре $7 \div 10\lambda$, что ограничивает практические возможности использования их в некоторых радиотехнических устройствах. Эти размеры можно существенно уменьшить путем применения

малогабаритных ОР с короткофокусными зеркалами [12,65,66].

Спектральные характеристики и распределение внутренних резонансных полей для короткофокусных ОР указывают на возбуждение аксиально-симметричных колебаний, которые по своей структуре качественно совпадают с полями, формируемыми длиннофокусными отражателями. В [12] экспериментально установлено, что в спектре короткофокусных ОР присутствуют резонансные колебания при относительных расстояниях между зеркалами $H/R > 1$. Добротность этих резонансов невысока ($Q \approx 300 \div 500$) из-за больших дифракционных потерь.

Для короткофокусных полусферических ОР, с локально расположенной дифракционной решеткой на плоском зеркале, в отличие от длиннофокусных ОР, во всем интервале расстояний присутствует основной тип TEM_{00q} колебания, что указывает на перспективность их использования в электронике КВЧ. В этом плане, на основе системы рис. 1.3а в диапазоне частот $f = 42 \div 98$ ГГц был реализован двухкаскадный ГДИ [12,60,67].

Для повышения уровня выходной мощности ГДИ на параллельно связанных ОР перспективной является также колебательная система, связь между резонаторами в которой осуществляется через щели двух идентичных ОДР, расположенных перпендикулярно плоскостям смежных зеркал, в их центральной части [28]. Наличие массивных решеток, закрепленных в зеркалах, улучшает тепловой режим работы прибора, а следовательно позволяет использовать более мощные ЭП.

В [12,28] описаны системы связанных резонаторов в виде ОР и объемного с подвижным короткозамыкающим поршнем, расположенным с противоположной стороны от щели связи. С помощью механической перестройки объемного резонатора, при фиксированном значении расстояния между зеркалами ОР, можно в достаточно широких пределах плавно изменять частоту генерации с перепадом уровня выходной мощности не превышающим 3 дБ. Такая система связанных резонаторов обладает

повышенной виброустойчивостью, по сравнению с механической перестройкой частоты зеркалами ОР. Кроме того, на базе связанных через решетки ОР могут быть выполнены отражательные ГДИ [68,69]. При этом, коллектор заменяется отражателем электронов, формирующим обратный ЭП. Такие устройства имеют малые значения пусковых токов и могут работать в режиме стохастических колебаний [70].

1.4. Металлодиэлектрические резонансные квазиоптические структуры

Пространственно-развитые системы, выполненные в виде ОР и ОВ, в объеме которых расположена МДС позволяют реализовывать различные режимы трансформации энергии поверхностных волн в объемные, путем изменения параметров их электродинамических систем [29,32,36,71-78].

Идеализированная теоретическая модель с МДС [29,33] схематически представлена на рис. 1.4а. Она образована металлическим экраном и диэлектрическим слоем, с проницаемостью ε , на боковой поверхности которого нанесена ленточная дифракционная решетка. Вдоль решетки расположен распределенный источник излучения, который, в зависимости от параметров системы, может возбуждать различные пространственные гармоники ДЧИ с номерами $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ и плотностью энергии S_n [12,29]. В частности, на рис. 1.4а показан вариант возбуждения черенковской ($S_{0\varepsilon}$) и минус первой дифракционной ($S_{-1\varepsilon}$) гармоник излучения в диэлектрик полубесконечной толщины, а также минус первой дифракционной гармоники излучения ($S_{-1\nu}$) в вакуум, которая может отражаться от металлического экрана и поступать в металлодиэлектрический канал. Для такой системы разработаны численные и экспериментальные методы моделирования различных режимов возбуждения ДЧИ [35,79-83], позволяющие определить количественные соотношения плотности энергии пространственных

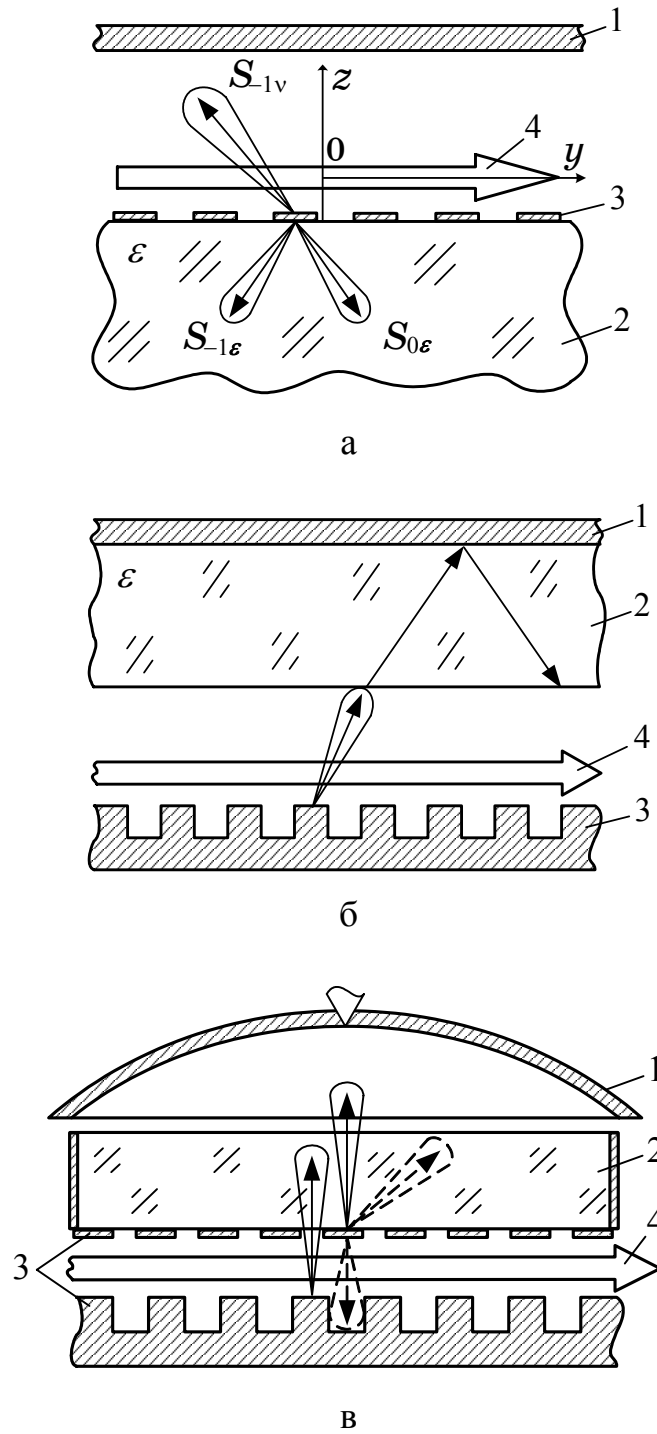


Рис. 1.4. Основные типы резонансных квазиоптических структур с МДС: а – металлодиэлектрический канал; б – открытый волновод с МДС; в – открытый резонатор с МДС; 1 – отражающий плоский экран или сферическое зеркало; 2 – диэлектрический слой; 3 – дифракционная решетка; 4 – распределенный источник излучения

гармоник излучения и оптимизировать параметры электродинамической системы в соответствии с поставленной задачей.

Перспективной, с точки зрения реализации регенеративного и широкополосного усиления электромагнитных волн на пространственных гармониках дифракционного излучения (излучения Смита-Парселла), при движении нерелятивистского ЭП вдоль периодической структуры, является система ОВ с МДС представленная на рис. 1.4б. Для такой системы развита линейная самосогласованная теория усиления электромагнитных волн на эффекте Смита-Парселла, учитывающая влияние диэлектрического слоя и толщины электронного потока на условия возбуждения колебаний в открытом волноводе [32,84-90]. Установлено, что путем изменения электродинамических параметров ОВ возможна реализация различных режимов возбуждения колебаний: режима излучения ДИ по нормали – регенеративный режим, режима бегущей объемной волны и режима поверхностных волн (ЛОВ, ЛБВ).

Естественным переходом от простейших систем (рис. 1.4а,б) к более сложным является открытый резонатор с МДС, который образован, например, сферическим зеркалом с выводом энергии и плоским зеркалом с отражательной дифракционной решеткой [29]. Между зеркалами ОР расположена МДС, выполненная в виде диэлектрического резонатора. Такая электродинамическая система является базовой при создании дифракционно-черенковских генераторов [29,73]. Однако, при ее использовании необходимо учитывать все возможные режимы возбуждения ДЧИ распределенным источником излучения, расположенным вблизи границы диэлектрической призмы с ленточной ДР. Частично экспериментальные результаты физики волнового моделирования ДЧИ в пространственно ограниченных МДС проанализированы в [91]. Показано, что введение в открытый резонатор МДС может приводить к качественно новым электродинамическим свойствам такой системы [29]: при изменении параметров МДС возможна реализация режимов затухания энергии в ОР, увеличения амплитуды

колебаний и их добротности, селекции колебаний. Дальнейшие исследования таких систем [34,92-97] позволили предложить и обосновать конкретные схемы приборов дифракционной электроники с пространственно-развитыми резонансными структурами: дифракционно-черенковский генератор [29,94-96], черенковская ЛОВ [29,94].

1.5. Классификация резонансных квазиоптических структур и постановка задач

На основании проведенного обзора на рис. 1.5 представлена схема классификации резонансных квазиоптических структур различных модификаций, применяемых в электронике и технике МСМ волн, которая позволяет проиллюстрировать этапы их развития и определить нерешенные до настоящего времени задачи по оптимизации электродинамических характеристик новых модификаций устройств данного класса.

Основу резонансных устройств МСМ диапазона волн составляют классические виды открытых резонаторов, которые являются неотъемлемой частью более сложных электродинамических систем и в значительной мере определяют их выходные характеристики.

Потребность в электромагнитных колебаниях с высокими энергиями, для некоторых прикладных задач, привела к появлению генераторов и усилителей, в которых используется релятивистский электронный пучок, что в свою очередь накладывает определенные требования на конструктивные особенности ОР данного типа и позволило выделить их в отдельный класс по данному признаку – открытые резонаторы релятивистской электроники (кольцевой, бочкообразный, двухчастотный, брэгговский и др.). Отличительной особенностью открытых резонаторов такого типа является электрическая и механическая прочность к тепловым воздействиям со стороны электромагнитного поля, особая конфигурация зеркал, обеспечивающая максимум эффективности взаимодействия между полями



Рис. 1.5. Схема классификации различных модификаций резонансных квазиоптических структур приборов МСМ волн

ОР и релятивистским потоком, повышенная функциональность колебательной системы, обусловленная выполнением нескольких функций: эффективного взаимодействия между релятивистским электронным пучком и ОР, а с другой стороны обеспечения ввода или вывода СВЧ колебаний.

С целью использования классических ОР и ОБ в электронике КВЧ для генерирования и усиления электромагнитных колебаний при возбуждении распределенным источником излучения было предложено ввести в их объем периодические металлические неоднородности, на которых возможна реализация трансформации поверхностных волн в объемные по каналу дифракционного излучения. На основе таких структур созданы различные модификации ГДИ, обладающие по сравнению с классическими приборами

(ЛОВ, ЛБВ) улучшенными выходными характеристиками. Выполнение зеркал в виде углково-эшелетной конструкции позволяет значительно расширить функциональные возможности приборов МСМ волн в плане управления их электродинамическими характеристиками и наиболее предпочтительно при реализации малошумящих генераторов и усилителей. Большое разнообразие предложенных конструктивных исполнений устройств данного типа и особенности их электродинамических систем, в которых сочетаются простота и функциональность выделяют их в отдельный группу – ОР и ОВ с периодическими металлическими неоднородностями.

С целью улучшения выходных характеристик описанных выше устройств понадобились новые подходы, которые были предложены и реализованы путем применения пространственно-развитых структур различных модификаций: связанных ОР с МДС, ОВ с МДС, а также устройств с планарными периодическими МДС.

Комбинация нескольких видов классических резонансных систем, как в продольном, так и в поперечном направлениях, относительно оси симметрии, формирует следующий обширный класс систем – связанные открытые резонаторы. Свойства таких резонансных систем в основном определяются характером взаимодействия полей, формируемых отдельными структурными единицами, входящими в связанную систему, которыми можно эффективно управлять, используя различного рода металлические неоднородности: отражательные и ленточные ДР.

Использование диэлектрических неоднородностей как самостоятельно, так и в комбинации с периодическими металлическими неоднородностями, помещенными в объем ОР, составляют класс устройств с металлодиэлектрическими структурами. Такой подход позволяет наряду с дифракционным излучением использовать черенковское и дифракционно-черенковское излучения, что повышает эффективность возбуждения колебательной системы и расширяет её функциональные возможности в плане управления волновыми и энергетическими характеристиками.

Помещение металлодиэлектрической структуры в открытый волновод позволяет реализовывать режимы как бегущих, так и поверхностных волн, эффективно управлять которыми можно путем изменения параметров, как диэлектрического слоя, так и отражательной ДР.

Исходя из проведенного литературного обзора и классификации основных типов существующих к настоящему времени резонансных квазиоптических структур следует, что недостаточно изученными, с точки зрения оптимизации электродинамических параметров для практического применения в устройствах МСМ волн, являются связанные ОР и металлодиэлектрические резонансные структуры различных модификаций общим признаком которых является пространственное развитие области формирования электромагнитных полей в ограниченных отражающими поверхностями резонансных объемах. При этом неотъемлемой частью таких исследований являются базовые (простейшие) резонансные структуры для заданных геометрических и электродинамических параметров. В частности на рис. 1.6 схематично представлены основные объекты, исследуемые в работе.

В соответствии с приведенными на рис. 1.6 объектами исследований в работе поставлены и решены следующие задачи.

Задача 1. Выбор оптимальных вариантов теоретических и экспериментальных исследований волновых процессов, с дальнейшим их применением и развитием по отношению к конкретным объектам (рис. 1.6).

Задача 2. Теоретические и экспериментальные исследования волновых процессов в простейших (базовых) резонансных структурах (рис. 1.6а-в), являющихся основой для определения особенностей выходных характеристик устройств с пространственно-развитыми электродинамическими структурами.

Задача 3. Теоретический анализ волновых процессов в пространственно-развитых резонансных периодических металлодиэлектрических структурах (рис. 1.6д,е).

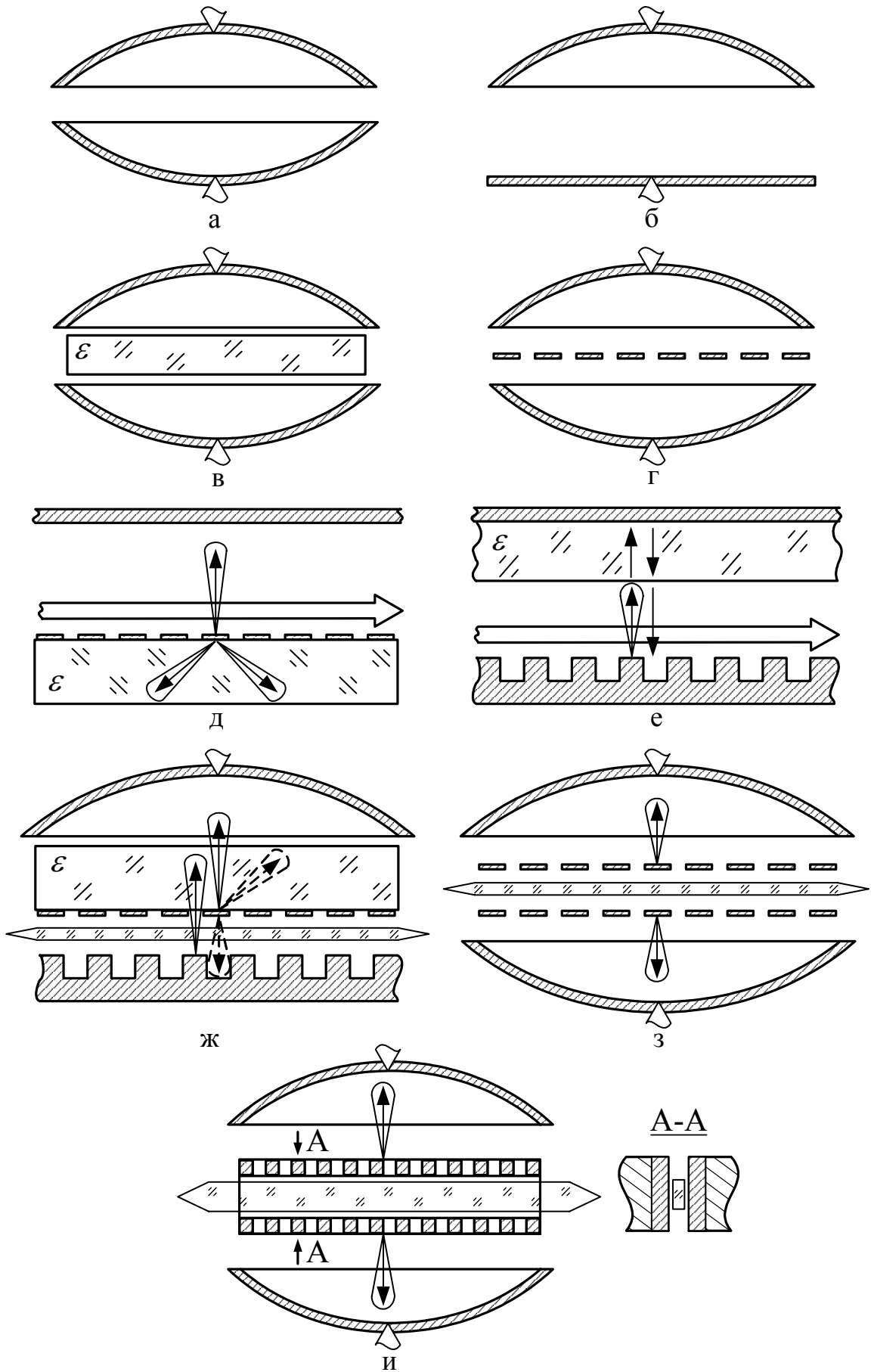


Рис. 1.6. Схемы исследуемых резонансных квазиоптических электро-динамических систем

Задача 4. Экспериментальное моделирование волновых процессов в пространственно-развитых резонансных квазиоптических структурах различных модификаций (рис. 1.6г,з-и).

Задача 5. Выработка практических рекомендаций по оптимизации выходных параметров устройств МСМ волн с пространственно-развитыми электродинамическими структурами.

Выводы к разделу 1

1. Проанализирован современный уровень развития квазиоптических резонансных систем, применяемых в электронике и технике миллиметровых и субмиллиметровых диапазонов волн.

2. Построена схема классификации резонансных систем и определены задачи, решаемые в данной работе: теоретические и экспериментальные исследования электродинамических систем связанных открытых резонаторов с периодическими металлическими структурами, открытых волноводов с периодической металлической структурой и диэлектрическим слоем, устройств с планарными периодическими металлодиэлектрическими структурами, на которых возможна реализация дифракционно-черенковских механизмов возбуждения волн.

3. Обоснована актуальность исследования волновых процессов в пространственно-развитых квазиоптических резонансных структурах на основе ОР с МДС, связанных ОР и ОВ с металлодиэлектрическим слоем, которые могут быть использованы в качестве электродинамических систем нерелятивистских генераторов, элементной базы и функциональных узлов аппаратуры МСМ волн.

РАЗДЕЛ 2

МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В данном разделе, проведен выбор теоретических и экспериментальных методов исследований. Изложены основные подходы, на основании которых решаются задачи электроники в приближении заданного тока и малосигнальной самосогласованной постановке. Обоснована целесообразность использования метода экспериментального моделирования для исследования электродинамических характеристик пространственно-развитых резонансных структур. Изложена методика измерений пространственных, волноводных и спектральных характеристик, на экспериментальных установках, разработанных для исследования конкретных объектов, описанных в разделе 1. Основные результаты данного раздела изложены в работах [7,29,78,98,99].

2.1. Теоретические методы исследований

Исходя из поставленных задач в работе используются классические теоретические и экспериментальные методы исследования СВЧ-устройств и приборов вакуумной электроники [3,10,12,100-105], получившие дальнейшее развитие в работах автора для конкретных исследуемых объектов [29,32-34,78,89,98,99].

Метод заданного тока. Методика решения задач электроники в приближении заданного тока изложена в работах [10,12,33]. В такой постановке плотность заряда или конвекционного тока ЭП считается заданной. При движении ЭП вблизи ДР полное электромагнитное поле в исследуемой системе записывается на основании уравнений Максвелла, с использованием их разложения в ряд Фурье. Оно состоит из суммы собственного поля ЭП в свободном пространстве, полей объемных

(излучаемых) и поверхностных пространственных гармоник рассеянных на дифракционной решетке [12,33]. Применение данного метода, который детально изложен в [33], позволяет определить влияние параметров электродинамической системы на основные характеристики дифракционно-черенковского излучения: условия эффективного излучения, плотность энергии гармоник излучения, их спектральный состав.

Простота и сравнительная точность метода, в совокупности с возможностью получения аналитического решения, делают его удобным для оценки выходных характеристик приборов с распределенным взаимодействием. В частности этим методом в работах [29,33,75,81-83] исследованы энергетические характеристики ДЧИ при движении ЭП вдоль периодической МДС полубесконечной толщины.

В рамках вышеизложенного метода для системы, представленной на рис. 1.6д, рассмотрены особенности возбуждения ДЧИ в металло-диэлектрическом канале с периодической МДС конечной толщины.

Метод заданного поля. Данный метод используется в случае, когда в колебательной системе прибора существуют сильные высокочастотные поля, например при использовании высокодобротных резонаторов, когда можно пренебречь обратным влиянием ЭП на пространственную структуру поля. В такой постановке считаются заданными распределения высокочастотных полей в колебательной системе прибора, а уравнения движения ЭП определяются в заданном электромагнитном поле. Решение таких уравнений позволяет находить плотность высокочастотного тока пучка, и как следствие, величину электронной мощности, которую ЭП отдает СВЧ-полю системы. Метод применяется для исследования линейных процессов энергообмена потока электронов с полями электродинамических систем, а также для изучения начальной стадии возбуждения колебаний и определения стартовых характеристик приборов [12,69,106]. К недостаткам метода также можно отнести специфичность учета пространственного заряда. Тем не менее, данный метод дал хорошие результаты при анализе электронно-волнового

механизма взаимодействия ЭП с дифрагированным на периодической структуре полем [10,12].

Решение задач электроники в самосогласованной постановке. При совместном решении уравнений движения и поля получается система нелинейных нестационарных уравнений, анализ которых возможен лишь в некоторых предельных случаях. Если же решать самосогласованную задачу в малосигнальном приближении [100,101], исходную систему нелинейных дифференциальных уравнений электроники в частных производных удастся линеаризовать и получить линейную систему уравнений. Решая краевую задачу, можно найти условия возбуждения колебаний.

В рамках вышеизложенного подхода в данной работе рассмотрена модель резонансного взаимодействия электронного потока с полем периодической структуры открытого волновода при наличии металлодиэлектрического слоя (рис. 1.6е). Возбуждение системы осуществляется распределенным источником излучения, представляющим собой ленточный ЭП конечной толщины, помещенный в пространство между замедляющей системой и металлодиэлектрическим слоем. Используя дисперсионное уравнение, полученное в [32,89], которое описывает собственные режимы колебаний системы „гребенка” – пучок – металлодиэлектрический слой, найдены условия резонансного возбуждения объемных волн в ОВ.

Векторная теория открытого резонатора. Векторная теория ОР, описанная в [104,107], позволяет определить характеристики сфероидального ОР с гладкими зеркалами и ОР с неоднородностью в виде диэлектрической пластины, помещенной между зеркалами резонатора, для конкретных геометрических и электродинамических параметров. Полученные в аналитическом виде формулы связывают параметры ОР и диэлектрика с частотами колебаний резонатора, что позволяет учесть влияние диэлектрического слоя на спектр колебаний базового ОР. На основе векторной теории, где проводится полный учет дифракционных эффектов, для сфероидального ОР получена точная формула резонансной частоты

основной моды TEM_{00q} типа колебания, а для ОР с диэлектрическим слоем – трансцендентные уравнения [7,104], связывающие частоты симметричных и ассимметричных мод TEM_{00q} типов колебаний с параметрами ОР, что позволяет учесть его влияние на спектр колебаний базовых ОР.

Нахождение корней дисперсионного и трансцендентных уравнений в рамках самосогласованной постановки и векторной теории осуществлялось итерационным методом Ньютона. Суть метода заключается в том, что на каждом шаге вычисления проводится касательная к кривой $y = f(x)$ и ищется точка ее пересечения с осью абсцисс. При этом достаточно задать лишь некоторое начальное приближение корня $x = x_0$. Найденное приближение корня как абсцисса точки пересечения касательной с осью Ox считается начальным для следующей итерации. Процесс отыскания приближений продолжается до тех пор, пока разность между двумя найденными значениями корня становится меньше установленной точности вычислений. Применение данного метода позволяет значительно сократить время вычислений из-за быстрой сходимости решения.

2.2. Экспериментальные методы исследований

В [10,12] показано, что эффективным способом исследования новых модификаций электродинамических систем устройств дифракционной электроники является метод экспериментального моделирования, при котором излучение электронной волны тока пространственного заряда ЭП моделируется излучением поверхностной волны планарного ДВ, расположенного вблизи ДР. На основании данного подхода достаточно оперативно может быть решен целый ряд задач. В частности, таких как исследование преобразования поверхностных волн в объемные на периодических металлических и металлодиэлектрических структурах, излучение пространственных, спектральных и волноводных характеристик

электромагнитных полей, определение основных свойств и оптимизация электродинамических систем генераторов и усилителей МСМ волн. Применение метода экспериментального моделирования позволило решить задачи 2 и 4 в плане анализа волновых процессов в различных модификациях излучающих периодических систем, а также определить особенности электродинамических свойств сложных резонансных квазиоптических систем при наличии в их объеме периодических металлических и металлодиэлектрических неоднородностей (рис. 1.6ж-и).

Наиболее полное обоснование метода экспериментального моделирования изложено в работах [12,108]. При равномерном и прямолинейном движении электронного потока собственное его поле имеет вид плоской волны, подобную волну можно сформировать плоским диэлектрическим волноводом. Доказательство корректности данного подхода основывается на результатах решения задачи в приближении заданного поля при замене ЭП диэлектрическим волноводом. Часть мощности, распространяющейся вдоль волновода, сосредоточена в наружной по отношению к нему области в виде поверхностного поля медленных волн, обуславливая его дифракцию на элементах периодической структуры. Это позволяет при помощи только волновых полей моделировать эффект дифракционного излучения. В результате энергия медленных волн преобразуется в энергию быстрых пространственных гармоник, излучаемую в окружающее пространство.

Фазовая скорость волны v_g , распространяемая в ДВ, определяется диэлектрической проницаемостью материала волновода, его поперечными размерами, средой, в которой расположен ДВ. Относительная скорость волны в волноводе будет определяться выражением $\beta_g = v_g/c$ (c – скорость света).

Углы излучения электромагнитных волн в вакуум γ_{nv} и диэлектрик $\gamma_{n\epsilon}$ определяются параметрами ДВ и МДС: относительной скоростью волны в волноводе β_g , относительной диэлектрической проницаемостью среды ϵ ,

относительным периодом ДР $\kappa = l/\lambda$ (l – период ДР). Для заданных параметров β_g , ε и κ в свободном пространстве возбуждаются только отрицательные пространственные гармоники с $n = -1, -2, -3, \dots$, а в диэлектрической среде – гармоники с $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Излучение на нулевой ($n = 0$) пространственной гармонике происходит при тех же условиях, что и черенковское излучение (ЧИ) ЭП, движущегося вблизи неэкранированного решеткой диэлектрика, поэтому такое излучение можно назвать черенковским, а решетку рассматривать как экранирующий фактор, влияющий на коэффициент связи ЭП или ДВ с диэлектрической средой [12]. Для многоволнового приближения в ЭП присутствует суперпозиция продольных и поперечных электронных волн, распространяющихся с различными фазовыми скоростями, поэтому при моделировании v_g должна быть эквивалентна фазовой скорости одной из волн пространственного заряда.

Из анализа условий возбуждения ДИ следует, что при трансформации поверхностной волны ДВ в объемные волны, как и в случае с ЭП, возможны различные режимы излучения, наиболее характерные из которых наглядно проанализированы путем построения диаграмм Бриллюэна на рис. 2.1 для значений диэлектрической проницаемости среды ε реализуемых в эксперименте [29]. Данные диаграммы построены по методике [12] в координатных осях κ и $\eta = \kappa/\beta_g$, и определяют области сочетания параметров диэлектрического волновода, дифракционной решетки и диэлектрической среды при которых возможно реализовать модели черенковского, дифракционного либо дифракционно-черенковского излучений. Диаграмма состоит из дискретных областей, которые обозначены цифрами $1_0 - 5_s^m$, и определяют наиболее характерные случаи возбуждения электромагнитных волн: 1 – черенковское излучение; 2 – поверхностные волны; 3 – дифракционное излучение только в диэлектрическую среду; 4 – черенковское и дифракционное излучения; 5 – дифракционное излучение. Нижние индексы $s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ указывают номера пространственных

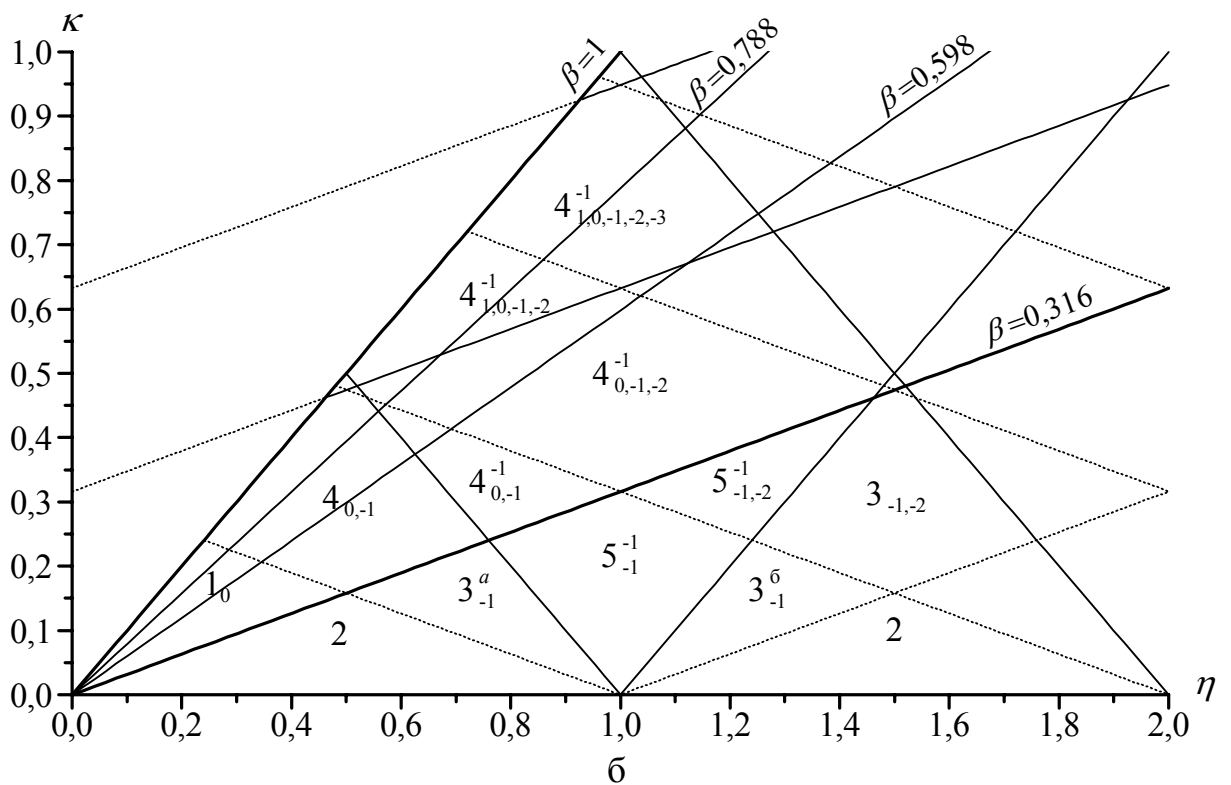
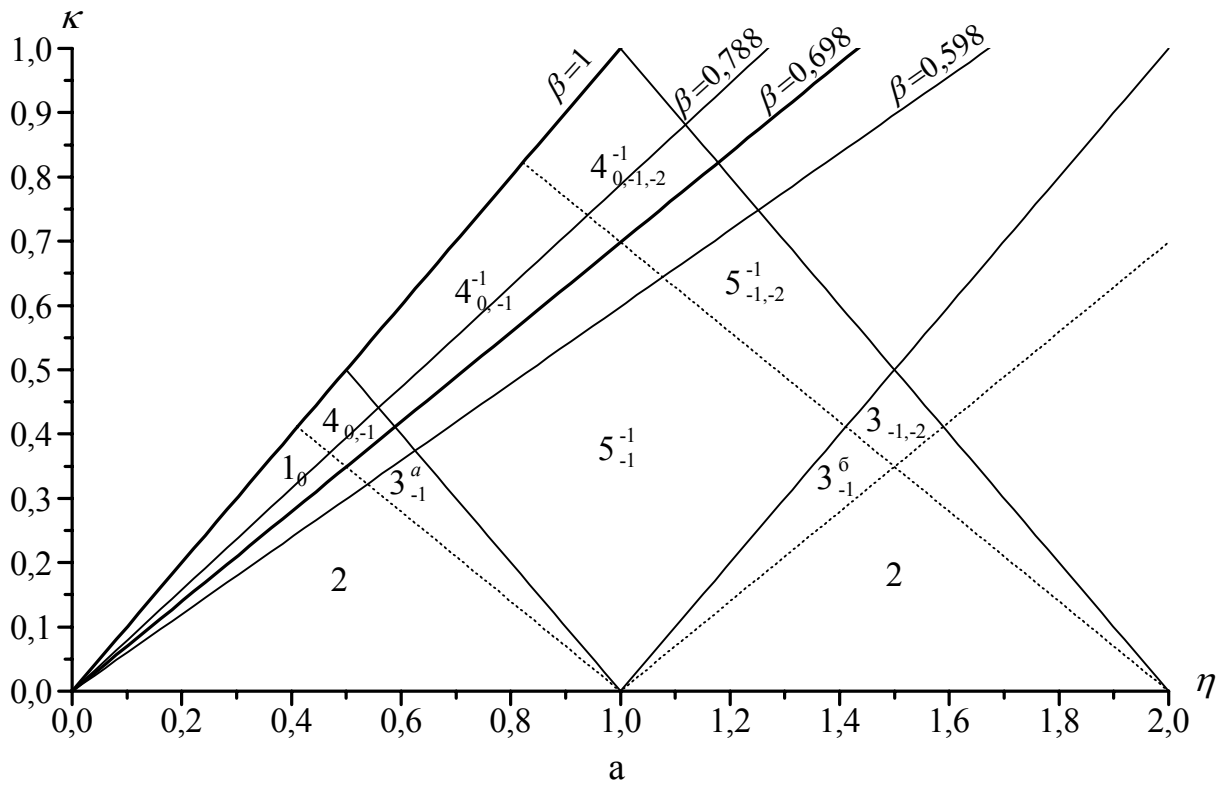


Рис. 2.1. Типичные диаграммы Бриллюэна при моделировании дифракционно-черенковского излучения на металлдиэлектрических структурах: а – $\varepsilon = 2,05$; б – $\varepsilon = 10$

гармоник, излучаемых в диэлектрик, а верхние индексы $m = -1, -2, -3 \dots$ – в свободное пространство.

На основании такого подхода экспериментальное моделирование эффекта дифракционного излучения позволяет определить, при данных параметрах системы, число пространственных гармоник, направление их максимального излучения, зависимость мощности от длины волны, поляризации и от прицельного расстояния [10,12]. Данные характеристики позволяют качественно оценить влияние излучающих периодических систем на общую ситуацию развития волновых процессов в сложных резонансных системах.

Однако, полный анализ волновых процессов, происходящих в сложных резонансных электродинамических системах, не возможен без исследования их выходных характеристик: спектра колебаний, коэффициента передачи по мощности, добротности, амплитудного распределения полей между зеркалами. Данные характеристики для реальных систем можно изучить, в основном, экспериментально, поскольку теория ОР с различного рода пространственно-развитыми металлическими и металлодиэлектрическими неоднородностями представляется сложной электродинамической задачей и до настоящего времени для исследуемых в работе объектов не существует.

На практике, при использовании стандартной аппаратуры, измерение коэффициента передачи резонатора производится включением ОР на проход, при котором возбуждение системы происходит со стороны одного из зеркал [2,42,103,105]. Перемещая зеркала системы вдоль оси ОР, либо изменяя частоту возбуждающих колебаний в заданном диапазоне, с помощью индикатора, сопряженного волноводным переходом с резонансным пространством, регистрируют мощность сигнала, который будет пропорционален коэффициенту передачи резонатора.

Измерение спектра открытого резонатора сводится к определению резонансных частот при фиксированных расстояниях между зеркалами H , либо к определению резонансных расстояний между зеркалами резонатора

при фиксированных частотах источника колебаний f [103,109]. Наиболее наглядно для анализа резонансных свойств ОР спектр колебаний строится в координатах H от f , представляющий собой семейство типов колебаний, существование которых возможно в исследуемом резонаторе.

Важной характеристикой колебательной системы является её добротность. В общем случае добротность определяется формулой [2,51,105]:

$$Q = \frac{2\pi H}{\lambda\delta}, \quad (2.1)$$

где δ – суммарные потери.

Из соотношения (2.1) видно, что добротность ОР прямо пропорциональна расстоянию между зеркалами, то есть резонансному объему, и обратно пропорциональна суммарным потерям δ . В зависимости от того, что подразумевается под δ , потери нагруженного или ненагруженного резонатора, из этого соотношения определяется собственная или нагруженная добротности. Добротность нагруженного резонатора, в простейшем случае, можно определить по его частотной характеристике, сняв зависимость коэффициента передачи по мощности от частоты, и измерив ширину резонансной кривой Δf на уровне 0,5, добротность резонатора находят из соотношения:

$$Q_n = \frac{f_0}{\Delta f}, \quad (2.2)$$

где f_0 – частота, соответствующая максимуму мощности резонансной кривой.

Кроме того, для изучения структуры распределения электромагнитных полей между зеркалами ОР, разработаны методы реактивного зондирования [9,10,110], позволяющие производить визуализацию электромагнитных полей, а также измерять относительные амплитуды распределения полей в ОР.

2.3. Экспериментальные установки и методики измерений

Методики измерений выходных характеристик устройств МСМ волн к настоящему времени достаточно развиты и обобщены в работах [2,3,10,12,51,105]. Однако для каждого конкретного объекта они имеют свои особенности, которые необходимо учитывать при разработке и реализации измерительных установок.

При моделировании волновых процессов в пространственно-развитых резонансных структурах, представленных на рис. 1.6ж-и, исследуемую систему условно можно разбить на области, определяющие свойства исследуемого объекта: металлическая либо металлодиэлектрическая периодическая структура, выполняющая функцию преобразования поверхностных волн ДВ в объемные и наоборот, и открытая резонансная система, обеспечивающая накопление энергии электромагнитных колебаний в резонансном объеме и их селекцию. Поэтому исследования ОР с МДС целесообразно проводить в следующем порядке: изучение свойств излучающих периодических систем, определение свойств базовых ОР, исследование характеристик ОР при внесении в их объем излучающих периодических систем.

Обобщенная схема экспериментальной установки для исследования пространственных и волноводных характеристик исследуемых объектов (рис. 1.6ж-и) представлена на рис. 2.2, а ее общий вид на рис. 2.3. Схема функционирует следующим образом. Высокочастотный сигнал от генератора СВЧ колебаний 1, с диапазоном перестройки $53 \div 80$ ГГц, пройдя через развязывающий аттенюатор 2, волномер 3, измерительную линию 4, направленный ответвитель 5, запитывает диэлектрический волновод 6. На входе и выходе ДВ установлены поглотители 7 для снижения влияния резонансного паразитного поля от согласующих устройств 8. Ось ДВ прямоугольного сечения расположена параллельно поверхностям элементов исследуемой электродинамической системы. В общем случае элементы системы

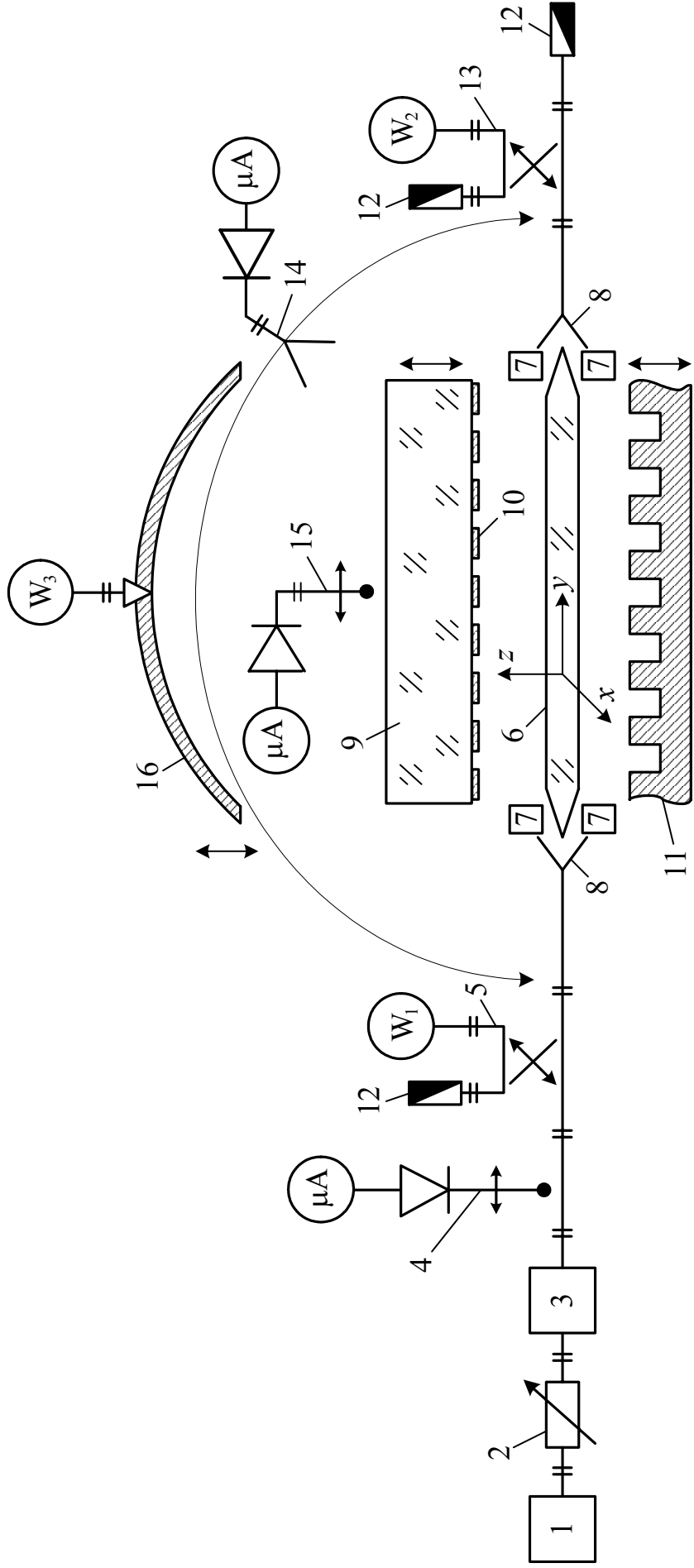


Рис. 2.2. Обобщенная схема экспериментальной установки для исследования электродинамических характеристик пространственно-резонантных квазиоптических систем с излучающими периодическими структурами

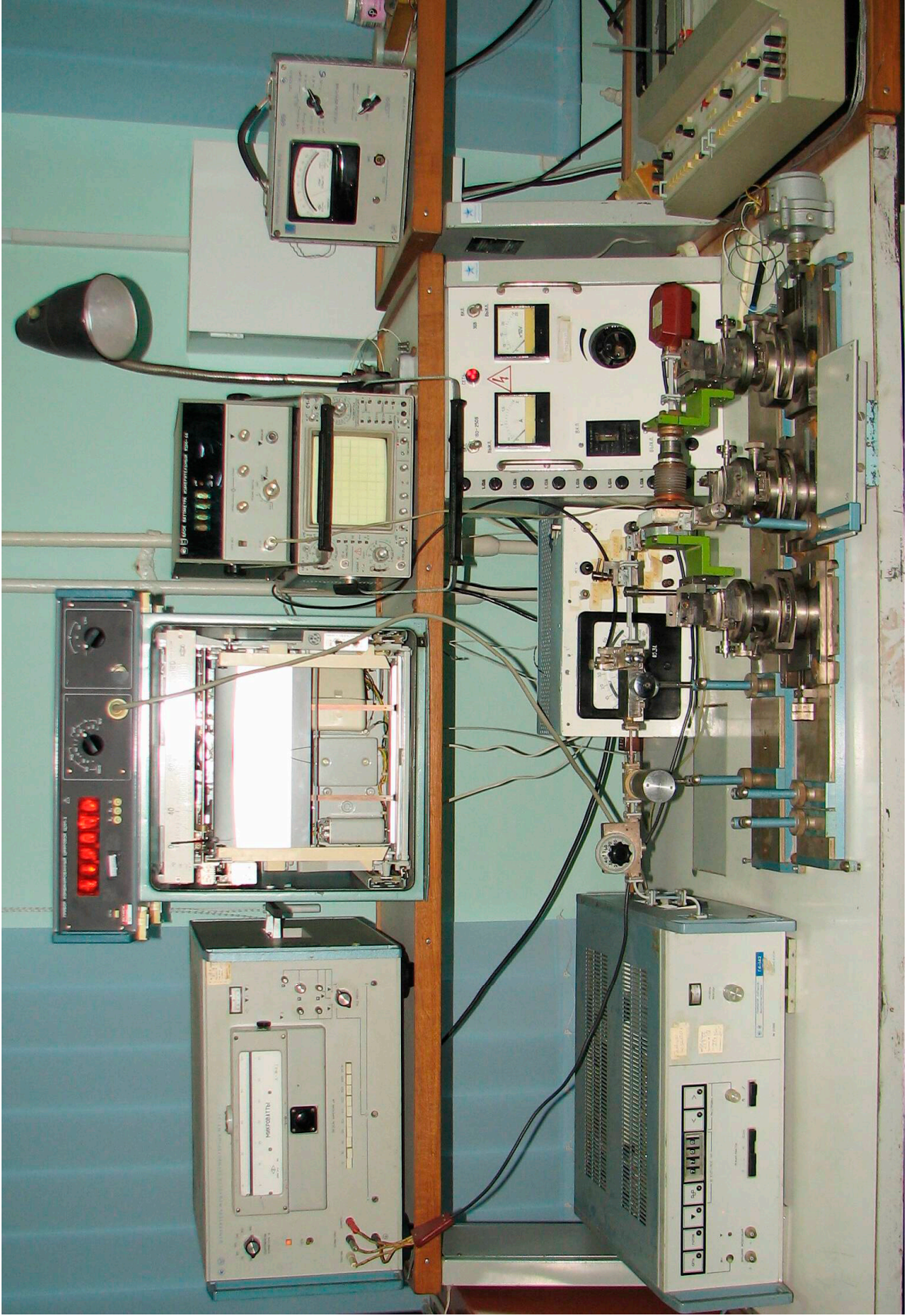


Рис. 2.3. Общий вид экспериментальной установки

представляют собой комбинацию диэлектрической среды 9, с нанесенной на её боковой поверхности ленточной ДР 10, и отражательной ДР 11. Для уменьшения отражений в линии передачи, противоположный конец ДВ соединялся с согласованной нагрузкой 12 через направленный ответвитель 13.

Выбор параметров системы ДР – ДВ производился на основании выполнения условия формирования объемной волны [10,12]. Причем определение периода ДР базировалось на условии формирования основного лепестка диаграммы излучения ($n = -1$) под углом $\gamma_{-1} = 90^\circ$ при параметре β_g , соответствующем используемому в эксперименте ДВ. Глубина щелей решетки определялась из условия минимального влияния их резонансных свойств на характеристики излучения. Длина системы L равнялась 100 мм, что соответствовало выполнению соотношения $L/\lambda \geq 10$, определяющего минимальные искажения за счет краевых эффектов вдоль оси исследуемой электродинамической системы. Металлодиэлектрический слой представлял собой диэлектрические призмы прямоугольного сечения, выполненные из фторопласта и поликора, с относительной толщиной по отношению к λ в пределах $\Delta = \lambda/4 \div 4\lambda$.

Пространственные характеристики: диаграммы направленности излучения, их интенсивности, спектральный состав, измерялись методом подвижной антенны [3,105]. При этом ось вращения приемного рупора 14 располагалась в плоскости ДР, что обеспечивало регистрацию углов излучения с точностью $\Delta\varphi = \pm 0,5^\circ$.

Для определения электродинамических свойств исследуемых излучающих периодических систем, кроме пространственных, измерялись также и волноводные характеристики: коэффициент передачи (K_{Π}), коэффициент стоячей волны (КСВ), амплитудные распределения полей вдоль осей системы. Контроль частоты сигнала в тракте осуществлялся волномером 3, а с помощью измерительной линии 4 определялся коэффициент стоячей волны (рис. 2.2). Уровень сигнала, поступающего в ДВ,

контролировался через направленный ответвитель 5 термисторным измерителем мощности W_1 . Мощность на выходе из ДВ регистрировалась через направленный ответвитель 13 термоэлектрическим ваттметром W_2 .

Амплитудные распределения полей вдоль осей призм исследовались посредством индуктивного зонда, выполненного в виде диэлектрического клина ($\varepsilon = 2,05$), сопряженного со стандартным волноводным измерительным трактом. Сигнал с зонда 15 поступал через детекторное устройство на микроамперметр. Характерные размеры зонда в области поверхностного поля составляли величину порядка $(0,1 \div 0,2)\lambda$, что обеспечивало его минимальные искажения при измерениях и исключало образование между торцевой поверхностью зонда и диэлектрической пластиной стоячих волн. Система индикации поверхностных полей устанавливалась на каретке перемещения, обеспечивающей точность отсчета по координатам x, y порядка 0,1 мм. Кроме того, все элементы исследуемых электродинамических систем устанавливались на независимых юстировочных устройствах, обеспечивающих параллельность их перемещения относительно координатных осей x, y, z с точностью $\pm 0,1$ мм.

Для реализации различных режимов моделирования излучения, исходя из анализа диаграмм Бриллюэна, использовались ДВ, с частотными характеристиками, позволяющими реализовать относительные фазовые скорости волн в интервале значений $\beta_g \approx 0,6 \div 0,91$, что обеспечивалось использованием диэлектриков в интервале $\varepsilon = 2 \div 10$.

На рис. 2.4 приведена схема экспериментальной установки для исследования электродинамических характеристик базовых ОР, которая функционирует аналогично установке рис. 2.2, с тем лишь отличием, что вместо согласующих устройств установлены зеркала ОР 16. Спектральные и резонансные характеристики ОР определялись на проход, с запиткой со стороны сферического зеркала. При этом, для полусферического ОР, с плоским отражательным зеркалом или зеркалом с ДР, характеристики ОР

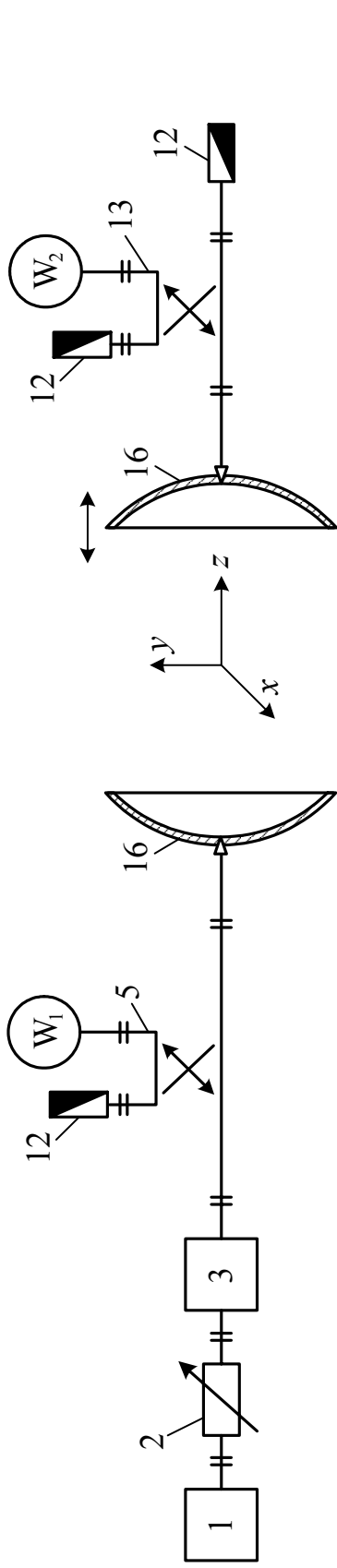


Рис. 2.4. Схема экспериментальной установки для исследования электродинамических свойств базовых ОР

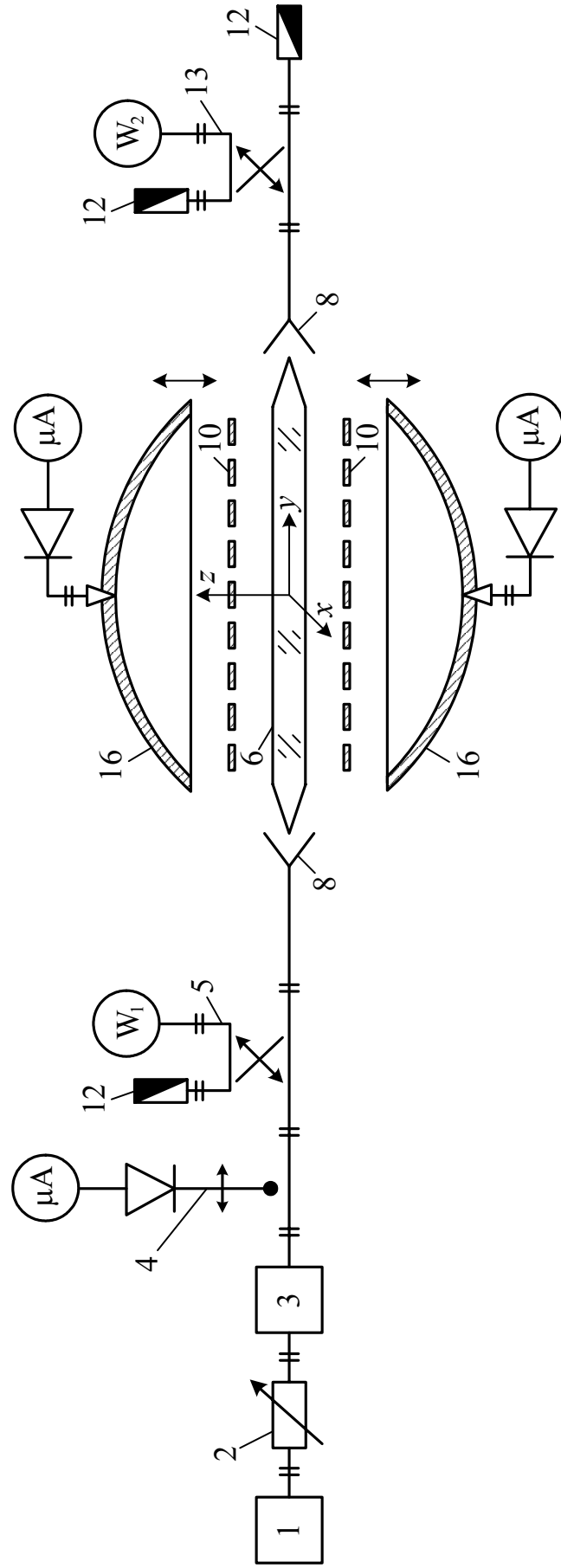


Рис. 2.5. Схема экспериментальной установки для исследования электродинамических характеристик связанных ОР

исследовались на отражение, с регистрацией мощности через обратное плечо направленного ответвителя 5. Сферические зеркала резонатора были выполнены с радиусами кривизны $R_{\text{сф}} = 190$ мм, апертурами $A = 60$ мм, уменьшенными вдоль оси Oy до 54 мм, что соответствовало реальным габаритам приборов типа ГДИ. Вывод энергии осуществлялся через щель связи одномодового волновода сечением $3,6 \times 1,8$ мм². Плоское зеркало выполнялось в виде двух модификаций: ДР полностью покрывала поверхность зеркала, ДР выполнялась в виде сегмента прямоугольного сечения шириной 10 мм, размещенного в его центральной части, с периодом решетки $l = 3$ мм, шириной гребней $d = 1,5$ мм и глубиной канавок $h = 1$ мм. Зеркала ОР закреплялись в описанных выше юстировочных устройствах, обеспечивающих необходимой точностью координатные перемещения в плоскости xuz .

Частный случай общей схемы рис. 2.2, для измерения электродинамических характеристик связанных ОР, представлен на рис. 2.5. Такая система исследовалась как при возбуждении ОР через зеркала, так и при возбуждении объемной волны планарным ДВ.

Поскольку контроль уровней мощности при измерении коэффициентов передачи, отражения и амплитудных распределений полей в заданном диапазоне частот является основополагающим для получения достоверных результатов, то предварительно была проведена калибровка всех измерительных и регулирующих элементов измерительного тракта, что позволило исключить основные погрешности при исследовании электродинамических характеристик описанных выше систем.

Выводы к разделу 2

1. Обоснован выбор теоретических и экспериментальных методов исследований, которые реализованы в рамках поставленных в работе задач:

теоретические методы основаны на решении классических уравнений электроники в приближении заданного тока, малосигнальной самосогласованной постановке и векторной теории ОР; экспериментальные методы базируются на моделировании волновых процессов путем замены тока пространственного заряда ЭП поверхностной волной планарного диэлектрического волновода.

2. Разработаны методики экспериментального моделирования и созданы экспериментальные установки, позволяющие исследовать в миллиметровом диапазоне волн резонансные, пространственные и волноводные характеристики, как сложных, с введением неоднородностей, квазиоптических резонансных систем, так и отдельных их элементов, а также базовых ОР без неоднородностей.

РАЗДЕЛ 3

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В БАЗОВЫХ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СТРУКТУРАХ

В данном разделе рассмотрены результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований базовых ОР: сфероидальных и полусферических резонаторов без неоднородностей, а также ОР с однородными диэлектрическими неоднородностями. Проанализировано влияние геометрических параметров ОР, а также диэлектрических неоднородностей, вносимых в их объем, на электродинамические характеристики колебательных систем [29,92-96,111].

3.1. Расчет спектральных характеристик сфероидального и полусферического открытых резонаторов

В работах [104,107,112] представлена векторная теория сфероидального ОР, основанная на концепции комплексного точечного источника. На ее основе, для сфероидального ОР с гладкими зеркалами, при условии, что радиусы кривизны зеркал резонатора имеют одинаковые значения $R_1 = R_2 = R$, в [111] получена точная формула резонансной частоты основной моды TEM_{00q} колебания:

$$f = \left(\frac{c}{2H} \right) \left[q + 1 + \frac{1}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{H}{R} \right) - \frac{1}{2} \pi k R \right], \quad (3.1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

По существующему определению [2] радиус каустики поля представляет собой расстояние от центра отражателей, на котором поле основного типа колебания уменьшается по экспоненциальному закону в

e раз (e – основание натурального логарифма). Величины радиусов каустик полей сфероидального ОР, при условии $R_1 = R_2 = R$, что соответствует эксперименту, в центральной плоскости $z = 0 - w_0$, и в произвольной плоскости $z - w$, определяются выражениями [111]:

$$w_0^2 = \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right) \sqrt{H(2R - H)}, \quad w^2 = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right), \quad (3.2)$$

где $z_0 = \frac{\pi w_0}{\lambda}$ – характеристическая длина.

Равенство (3.2) определяет также и размер радиуса каустики поля на зеркале при условии что $z = \pm H/2$.

На основании формулы (3.1), для используемых в эксперименте радиусов кривизны зеркал $R = 190$ мм, рассчитаны спектры резонансных частот сфероидального и полусферического ОР для основного TEM_{00q} типа колебания, которые представлены на рис. 3.1 (левая и правая шкалы на графике соответствуют расстояниям между зеркалами сфероидального – $H_{сф}$ и полусферического – $H_{нсф}$ резонаторов).

Ход зависимостей рис.3.1 показывает, что при малых расстояниях между зеркалами, лежащих в области $H \approx 0 \div 0,1R_{сф}$ крутизна перестройки сфероидального резонатора, посредством перемещения зеркал системы, в несколько раз больше чем в интервале $H \approx R_{сф} \div 2R_{сф}$. Увеличение H при $f = \text{const}$ приводит к возбуждению типов колебаний с более высокими индексами q . Причем, большим значениям H соответствуют большие значения $\Delta H = H_{q+1} - H_q$, определяющие интервал изменения расстояния между зеркалами для возбуждения колебаний с соседними индексами. Сравнение спектров сфероидального и полусферического ОР (рис.3.1) показывает, что они являются идентичными, когда расстоянию

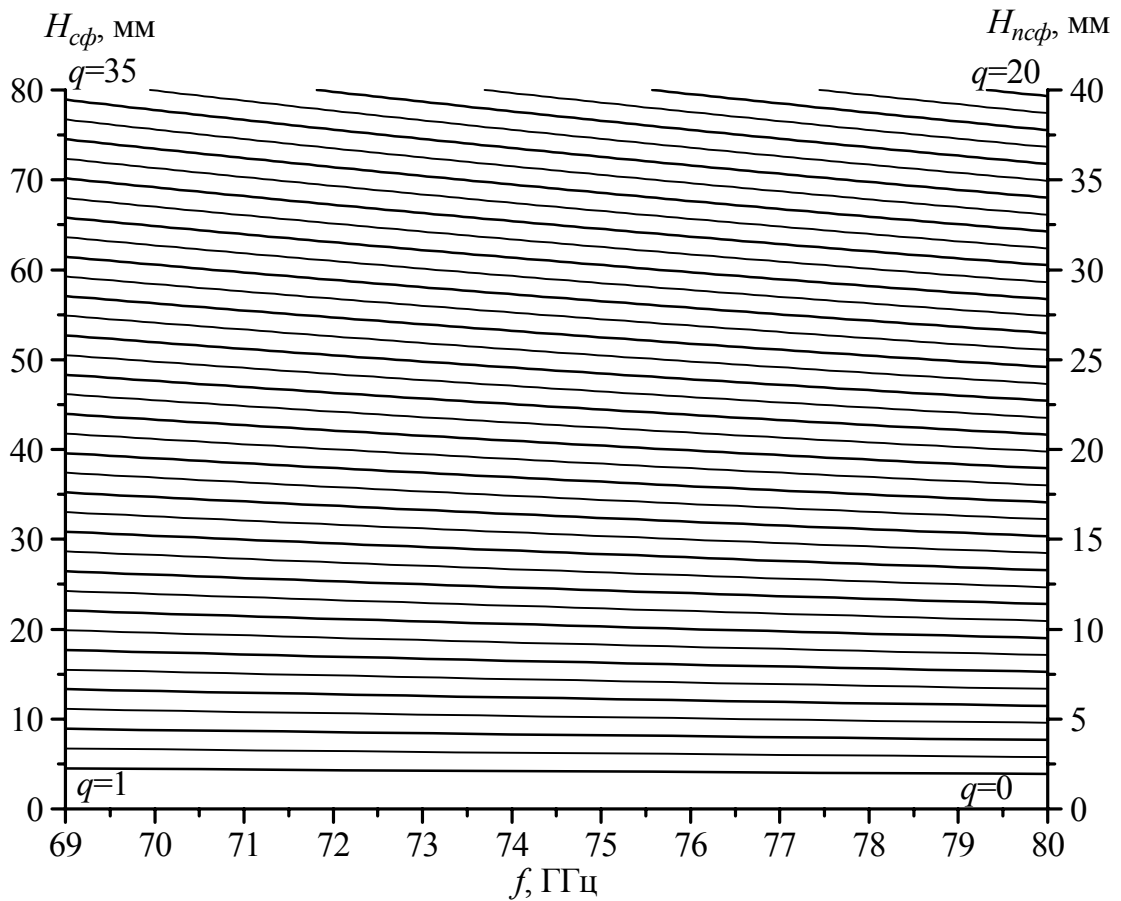


Рис. 3.1. Спектры резонансных частот сфероидального и полусферического ОР для заданных радиусов кривизны зеркал

между зеркалами полусферического ОР, соответствует удвоенное расстояние между зеркалами сфероидального ОР. Однако, индексам колебаний $q = 0, 1, 2, \dots$ полусферического ОР соответствуют только нечетные типы колебаний $q = 1, 3, 5, \dots$ сфероидального ОР, так как для них электрическое поле равно нулю в центральной плоскости между зеркалами.

На рис. 3.2, для сфероидального ОР с параметрами $R_{сф} = 190 \text{ мм}$ и $f = 77 \text{ ГГц}$, приведены зависимости величин радиусов каустик полей ОР в плоскости $z = 0$ и в плоскости $z = \pm H/2$ при изменении расстояния между зеркалами в интервале $0 < H < 2R_{сф}$, что соответствует условию „устойчивости” резонатора (1.2). На рис. 3.3 представлены зависимости величин каустик полей для значений вышеуказанных геометрических параметров ОР.

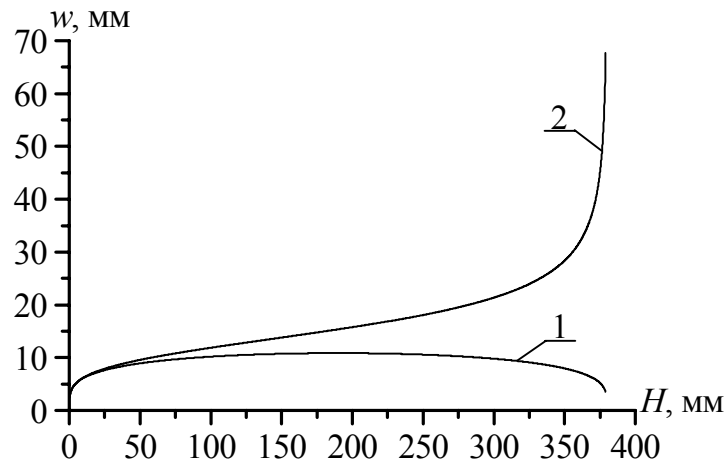


Рис. 3.2. Зависимости радиусов каустик полей сфероидального ОР от расстояния между зеркалами: 1 – радиус каустики поля в плоскости $z = 0$ (w_0); 2 – радиус каустики поля в плоскости $z = \pm H/2$ (w)

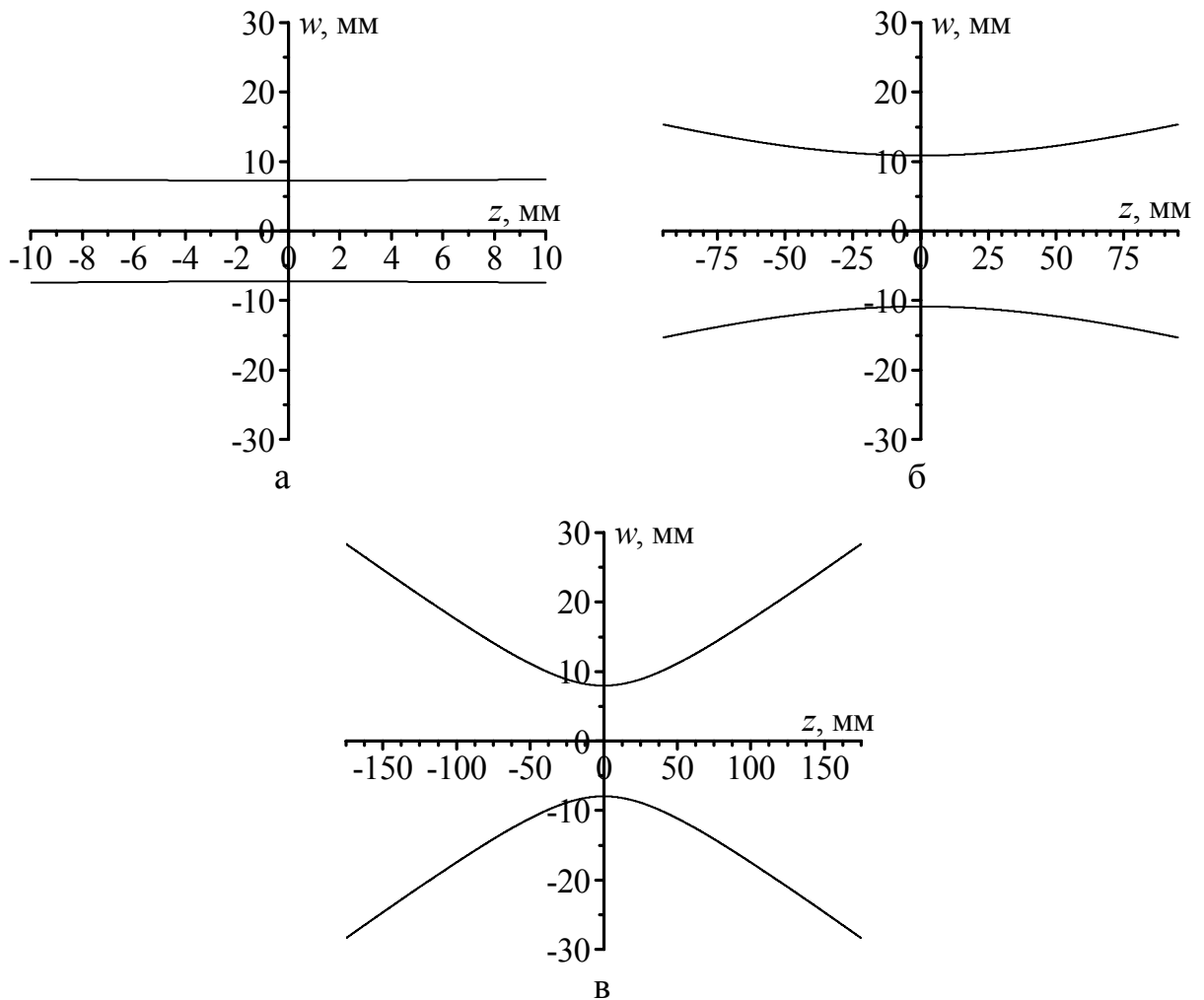


Рис. 3.3. Распределения каустик полей в сфероидальном ОР: а – $H = 20$ мм; б – $H = 190$ мм; в – $H = 350$ мм

Анализ графиков 1,2 рис. 3.2 и графиков рис. 3.3 показывает, что увеличение H приводит к увеличению объема резонатора занятого электромагнитным полем, что определяется увеличением параметров w и w_0 . При этом размеры каустики поля на зеркале в интервале $0 < H \leq R_{cf}$ незначительно превышают размеры каустики поля в центральной плоскости между зеркалами ОР. Дальнейшее увеличение расстояния между зеркалами $R_{cf} < H < 2R_{cf}$ приводит к неограниченному увеличению размера каустики поля на зеркале, с одновременным уменьшением до нуля радиуса каустики поля в центральной плоскости между зеркалами. Данный факт необходимо учитывать в реальных ОР, при выборе рабочих расстояний между зеркалами, так как они имеют ограниченную апертуру. Так, например, вплоть до значений $H \approx 1,8R_{cf}$ каустика поля не превышает размер используемых в эксперименте апертур зеркал $A = 60$ мм, что подтверждается графиками, приведенными на рис. 3.3в.

Исходя из выше проведенных расчетов следует, что если размер каустики поля на плоском зеркале значительно меньше его диаметра (апертуры), то полусферический резонатор может быть с большой степенью точности заменен эквивалентным сфероидальным ОР с удвоенным расстоянием между зеркалами. При этом распределения амплитуд в обоих типах резонаторов будут практически идентичными, что подтверждается приведенными на рис. 3.1 спектральными характеристиками ОР.

3.2. Экспериментальные исследования спектральных и резонансных характеристик сфероидальных и полусферических открытых резонаторов

Согласно методике экспериментальных исследований, изложенной в разделе 2, для определения особенностей электродинамических характеристик сфероидального и полусферического ОР, исследовались их

спектры колебаний и резонансные характеристики.

Экспериментально полученные спектры резонансных частот базовых ОР, при изменении расстояния между зеркалами, позволили определить для конкретной геометрии зеркал количество TEM_{mq} типов колебаний, возбуждаемых в заданном диапазоне длин волн. При этом, идентификация типов колебаний осуществлялась путем сравнительного анализа эксперимента с векторной теорией ОР [104]. В частности, на рис. 3.4, для указанной выше геометрии зеркал, представлен экспериментально полученный спектр резонансных частот сфероидального ОР, который коррелирует с теоретическими зависимостями. На рисунке 3.5 приведены типичные резонансные характеристики колебаний сфероидального и полусферического ОР на частоте $f = 77$ ГГц (P/P_{\max} – относительные значения мощности колебаний). Они характеризуют возможность возбуждения в данной резонансной системе ограниченного количества типов колебаний, основным из которых является TEM_{00q} – тип. Из графиков рис. 3.4, 3.5 следует, что колебания основного типа TEM_{00q} существуют во всем интервале частот при изменении расстояния между зеркалами H .

Кроме того, установлено, что с изменением частоты возбуждения ОР его свойства качественно не изменяются. Результаты измерения резонансных характеристик показали, что для сфероидального и полусферического ОР в интервале значений $H = 22 \div 65$ мм, для заданного диапазона частот, присутствуют высокодобротные колебания $Q \geq 1000$, которые соответствуют TEM_{00q} моде. В частности, на рис. 3.6, для фиксированных значений H , представлены типичные резонансные характеристики сфероидального и полусферического ОР, с изменением частоты, на основании которых построен дальнейший сравнительный анализ влияния металло-диэлектрических включений на волновые процессы в ОР.

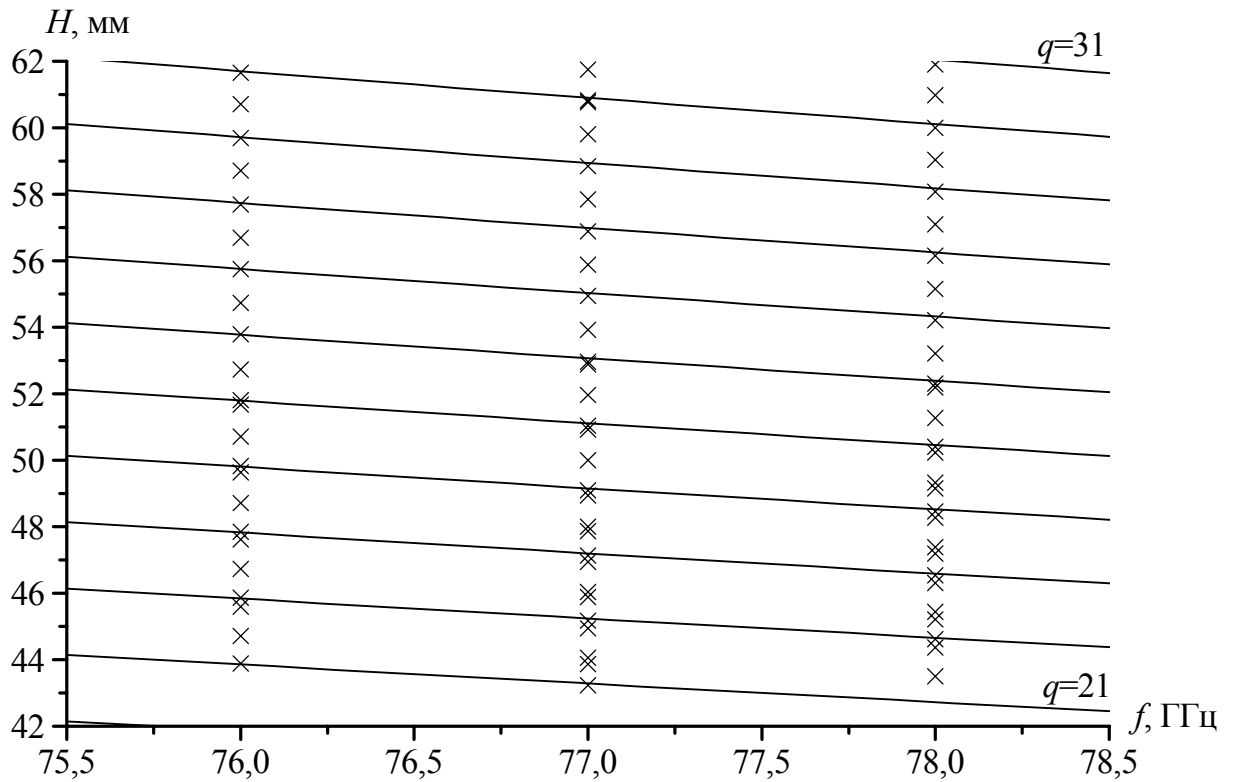


Рис.3.4. Спектр резонансных частот сфероидального ОР: эксперимент (X); теория (—)

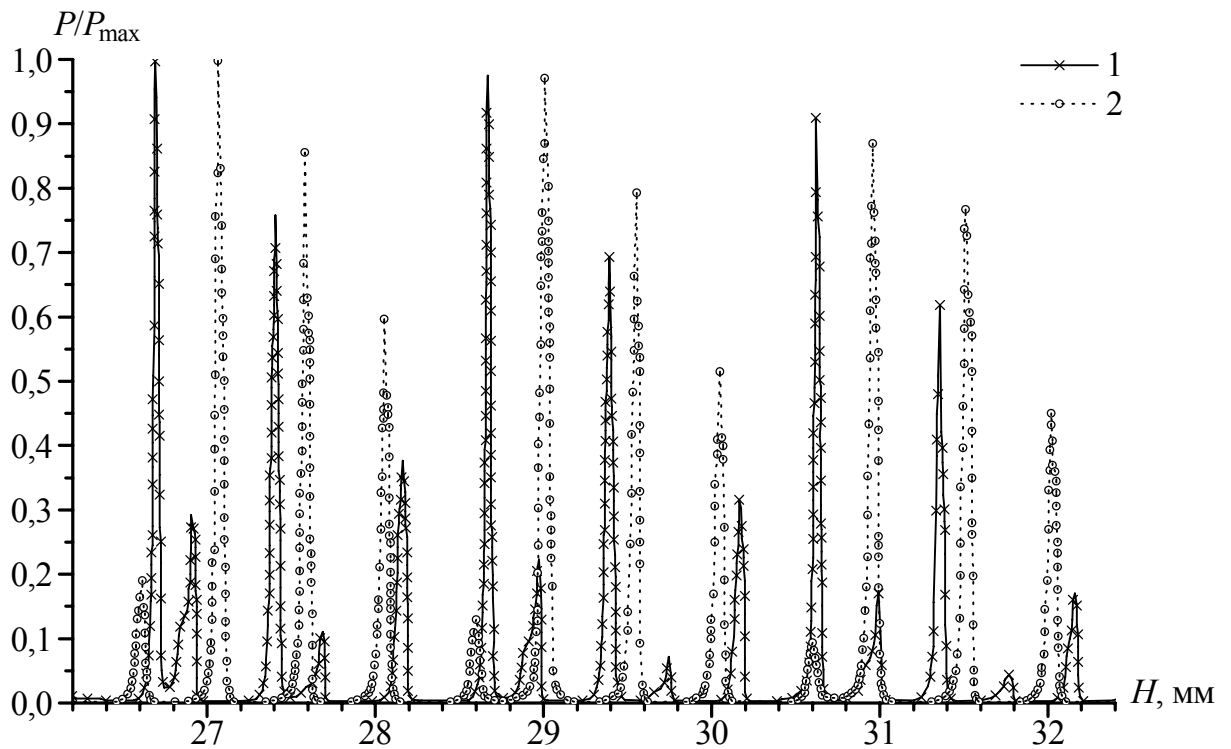
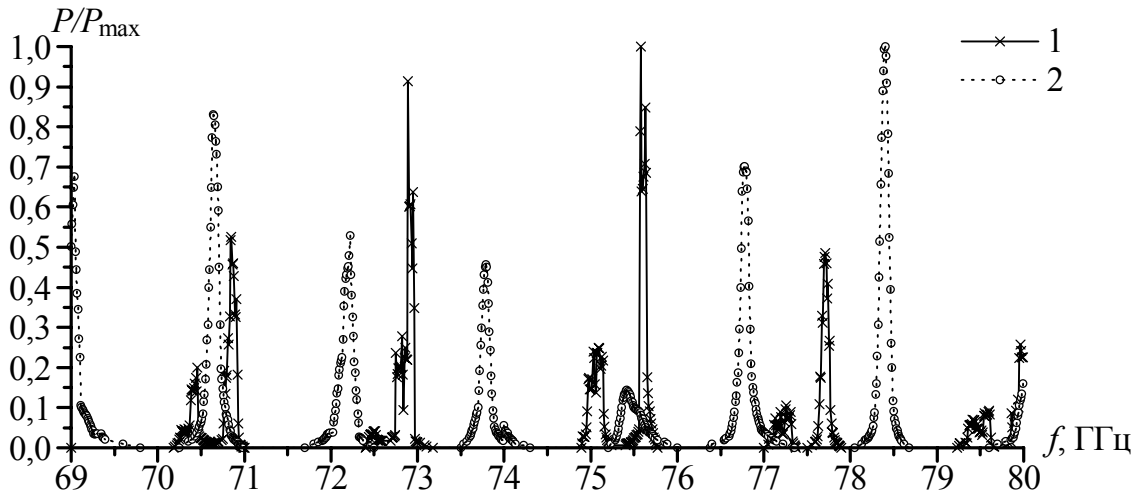
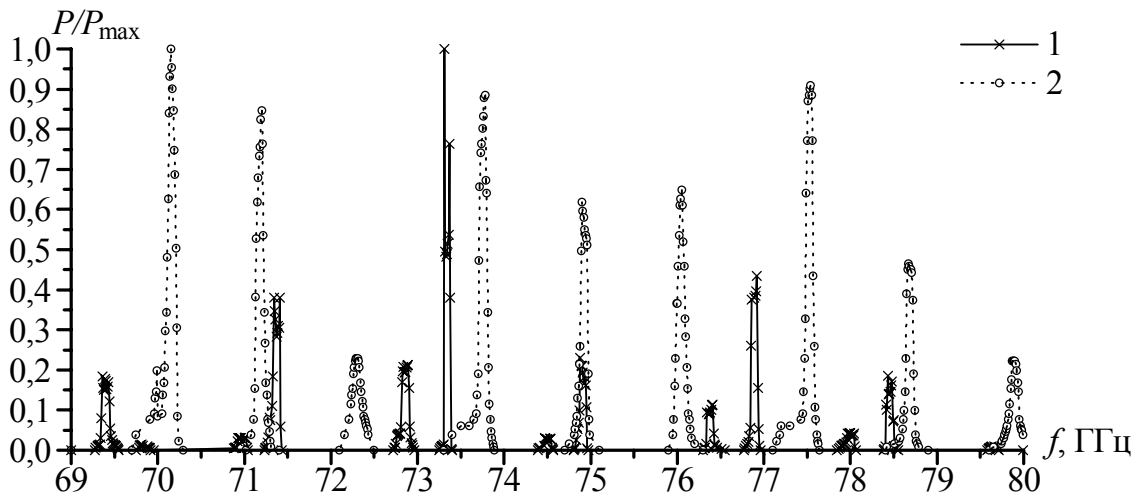


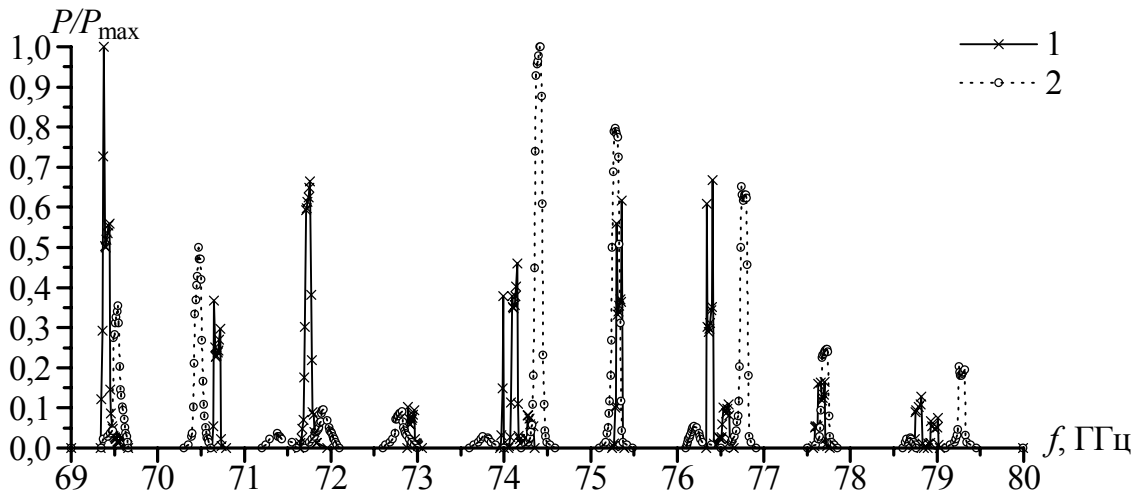
Рис. 3.5. Резонансные характеристики колебаний базовых электродинамических систем в зависимости от расстояния между зеркалами: 1 – сфероидальный ОР; 2 – полусферический ОР



а



б



в

Рис. 3.6. Резонансные характеристики колебаний базовых электродинамических систем в зависимости от частоты при различных расстояниях между зеркалами: а – $H = 22$ мм; б – $H = 43$ мм; в – $H = 65$ мм; 1 – сферидальный ОР; 2 – полусферический ОР

3.3. Влияние диэлектрических неоднородностей на электродинамические характеристики открытых резонаторов

При определении свойств электродинамической системы ОР с неоднородностью в виде диэлектрической призмы (ДП), помещенной между зеркалами ОР, воспользуемся векторной теорией [104]. Основные трансцендентные уравнения, для случаев симметричных (верхнее обозначение) и асимметричных (нижнее обозначение) типов колебаний сфероидального ОР с диэлектрическим слоем, имеют следующий вид:

$$\left(\frac{1}{n}\right) \operatorname{ctg} \left(nkt - \Phi_T \right) = \pm \operatorname{tg} (kd_1 - \Phi_D), \quad (3.3)$$

где $\Phi_T = \operatorname{arctg}(t/nz_0) - \operatorname{arctg}(1/nkR_1(t))$;

$\Phi_D = \operatorname{arctg}(d'/z_0) - \operatorname{arctg}(1/kR) - \operatorname{arctg}(t/nz_0) - \operatorname{arctg}(1/kR_2(t))$;

$R_1(t) = t + n^2 z_0^2 / t$; $R_2(t) = t/n + n z_0^2 / t$; $z_0 = \sqrt{d'(R - d')}$; $d' = d_1 + t/n$;

$t = \frac{\Delta}{2}$; Δ – толщина диэлектрика; d_1 – расстояние между сферическим

зеркалом и плоскостью диэлектрика; $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ – показатель преломления диэлектрической среды.

Резонансные частоты f_0 , рассчитанные с помощью уравнений (3.3), нуждаются в относительной добавке $\delta f / f_0$:

$$\frac{\delta f}{f_0} = \frac{t(n - \Delta')}{n^2 k^2 w_t^2 (t\Delta' + d_1)} + \frac{3}{4k^2 (t\Delta' + d_1)R}, \quad (3.4)$$

где $w_t^2 = w_0^2 (1 + t^2 / z_0^2)$; $w_0^2 = (\lambda / 2\pi) \sqrt{d(2R - d)}$.

Под симметричными (асимметричными) будем понимать типы

колебаний, распределение поля стоячей волны между зеркалами ОР которых, относительно системы координат xuz , является симметричным (асимметричным). Условие симметричности выполняется для типов колебаний с четными индексами колебаний $q = 0, 2, 4, \dots$. Асимметричным типам колебаний будут соответствовать нечетными продольные индексы колебаний $q = 1, 3, 5, \dots$

Для симметричных (верхнее обозначение) и ассиметричных (нижнее обозначение) типов колебаний величина Δ' имеет следующий вид:

$$\Delta' = \frac{n^2}{n^2 \frac{\sin^2}{\cos^2}(nkt - \Phi_T) + \frac{\cos^2}{\sin^2}(nkt - \Phi_T)}.$$

Распределение x компоненты вектора электрического поля в области диэлектрика, на основе скалярной теории ОР с ДП, определяется выражениями:

$$E_{x1} = (w_{01}/w_1) \exp(-\rho^2/w_1^2) \frac{\cos\left(nkz - \Phi_1 + \frac{nk\rho^2}{2R_1(z)}\right)}{\sin\left(nkz - \Phi_1 + \frac{nk\rho^2}{2R_1(z)}\right)}, \quad (3.5)$$

где $w_1^2 = w_{01}^2(1 + z^2/z_{01}^2)$; $R_1(z) = z(1 + z_{01}^2/z^2)$; $\Phi_1 = \arctg(z/z_{01})$;

$z_{01} = \frac{1}{2}nk w_{01}^2$; $\rho^2 = x^2 + y^2$.

В области вне диэлектрика для электрического поля выполняются соотношения:

$$E_{x2} = A(w_{02}/w_2) \exp(-\rho^2/w_2^2) \times \sin\left(k(z-t-d) - \Phi_2(z) + \Phi_2(t+d) + k\rho^2/2R_2(z)\right), \quad (3.6)$$

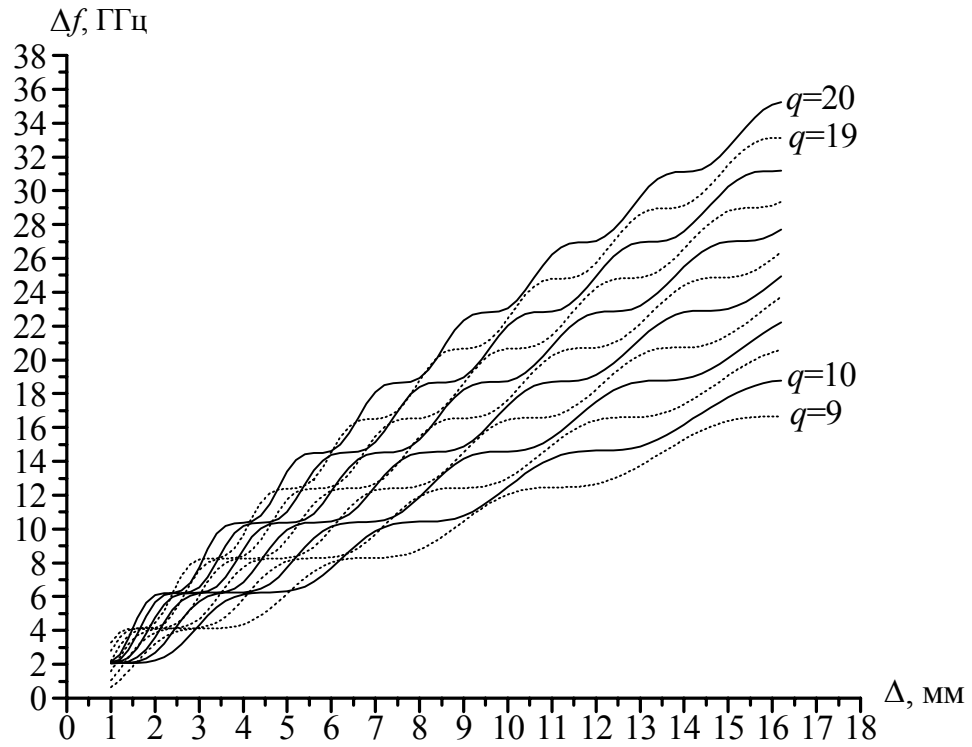
где $w_2^2 = w_{02}^2 \left(1 + (z - z_2)^2 / z_{02}^2\right)$; $R_2(z) = (z - z_2) \left(1 + z_{02}^2 / (z - z_2)^2\right)$;
 $\Phi_2 = \text{arctg}((z - z_2) / z_{02})$.

Таким образом, на основе выше приведенных формул можно численно получить частоту основного типа колебания при данных параметрах системы, а также вычислить сдвиг резонансной частоты при внесении в объем сфероидального ОР диэлектрического слоя толщиной $\Delta = 2t$. Для этих целей разработаны вычислительные программы, которые реализованы в математической среде Maple. Решение задачи проводилось численным методом Ньютона, преимущество которого заключается в быстрой сходимости решения. Так как решение трансцендентного уравнения относительно f в заданном диапазоне частот не является единственным, а их набор соответствует решениям для различных индексов q основного типа колебания, то идентификация типов колебаний осуществлялась путем подстановки найденного решения в приближенное уравнение [8], которое записано относительно \tilde{q} :

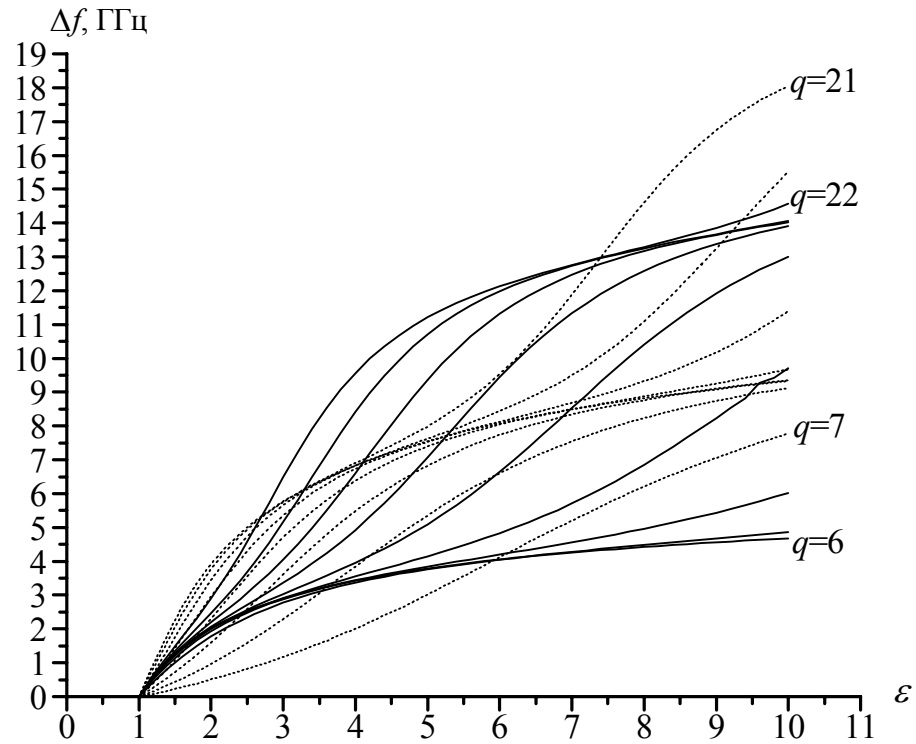
$$\tilde{q} = \frac{2 \left[H + (\Delta)(n-1) \right] f}{c} - \frac{1}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{H}{R} \right) + \frac{1}{2} \pi k R - 1. \quad (3.7)$$

Индекс q может быть найден как наиболее близкое целое число к числу \tilde{q} , получаемое из формулы (3.7). Аналогично последнему уравнению легко можно получить выражение для приближенного расчета резонансной частоты ОР с неоднородностью в виде ДП, что позволяет при проведении экспериментальных исследований оперативно определить продольный индекс основного типа колебания.

На рис. 3.7 приведены зависимости величины сдвига частоты (Δf) TEM_{00q} типа колебания как функции толщины ДП $\Delta = 2t$ (рис. 3.7а) и относительной диэлектрической проницаемости ε (рис. 3.7б). Анализ



а



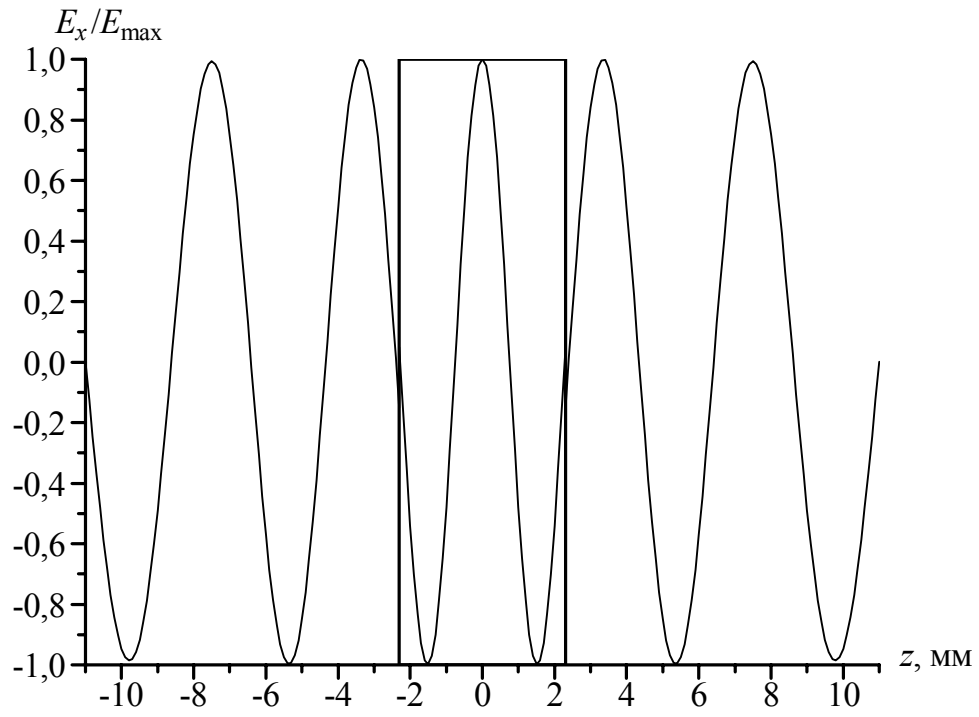
б

Рис. 3.7. Зависимость сдвига частоты ОР от параметров ДП:
 а – зависимости от Δ при $\varepsilon = 2,05$; б – зависимости от ε при $\Delta = 1,2$ мм

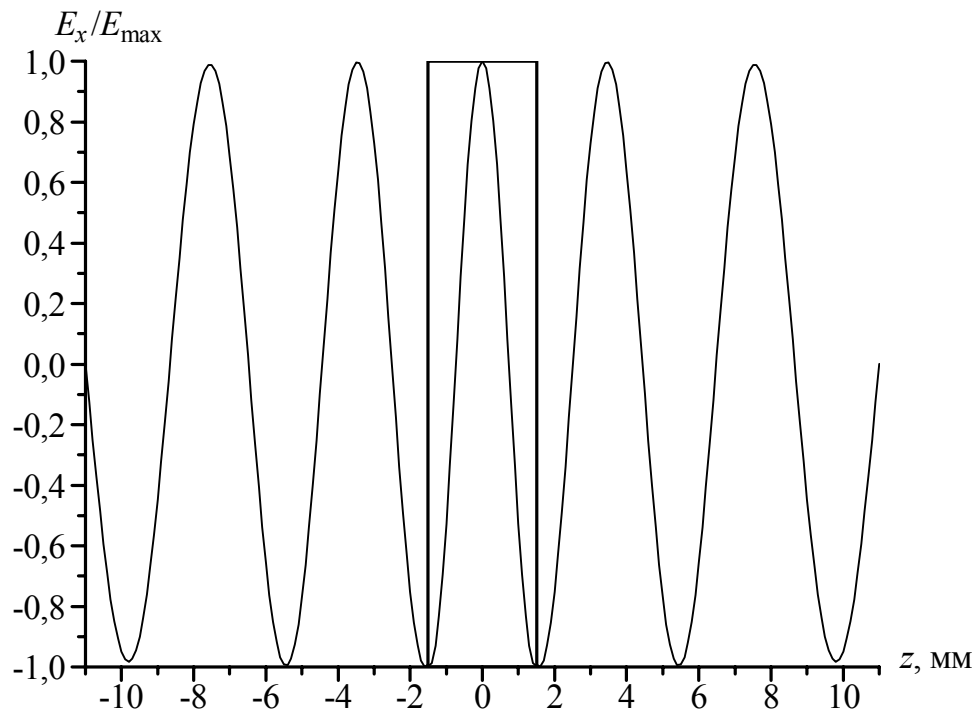
графиков рис. 3.7а показывает, что увеличение толщины ДП Δ приводит к возрастанию величины сдвига резонансной частоты колебаний. Отметим, что ход кривых не является монотонным, и при некоторых значениях Δ его изменение не оказывает существенного влияния на величину сдвига резонансной частоты. Это объясняется тем, что при данных параметрах Δ , плоскости ДП совпадают с нулевыми значениями напряженности электрического поля стоячей волны в резонаторе. Когда плоскости диэлектрика совпадают с максимальными значениями напряженности электрического поля стоячей волны в ОР, то наблюдается существенное влияние толщины ДП в окрестности этих точек на величину сдвига резонансной частоты колебания.

С изменением диэлектрической проницаемости призмы при $H = \text{const}$ (рис. 3.7б) наблюдается рост величины сдвига резонансной частоты ОР с увеличением ε . При этом, так же как и в предыдущем случае, существуют значения ε , при которых плоскости ДП совпадают с минимальными или максимальными значениями напряженности электрического поля стоячей волны в резонаторе. Это приводит к нелинейному изменению величины сдвига резонансной частоты от параметра ε . Подтверждением вышеизложенного является рис. 3.8, на котором для TEM_{0010} типа колебания по уравнениям (3.5) и (3.6) рассчитаны относительные значения амплитуд полей E_x/E_{max} между зеркалами ОР при наличии ДП.

Приведенные выше свойства ОР с ДП подтверждаются экспериментальными исследованиями электродинамических характеристик сфероидального и полусферического открытых резонаторов с неоднородностями в виде диэлектрических призм из фторопласта ($\varepsilon = 2,05$) и поликора ($\varepsilon = 10$) (рис. 3.9), помещенных между зеркалами системы. Спектральные характеристики колебаний, при изменении расстояния между зеркалами сфероидального и полусферического ОР с ДП различной толщины, характеризуют возможность возбуждения в них ограниченного

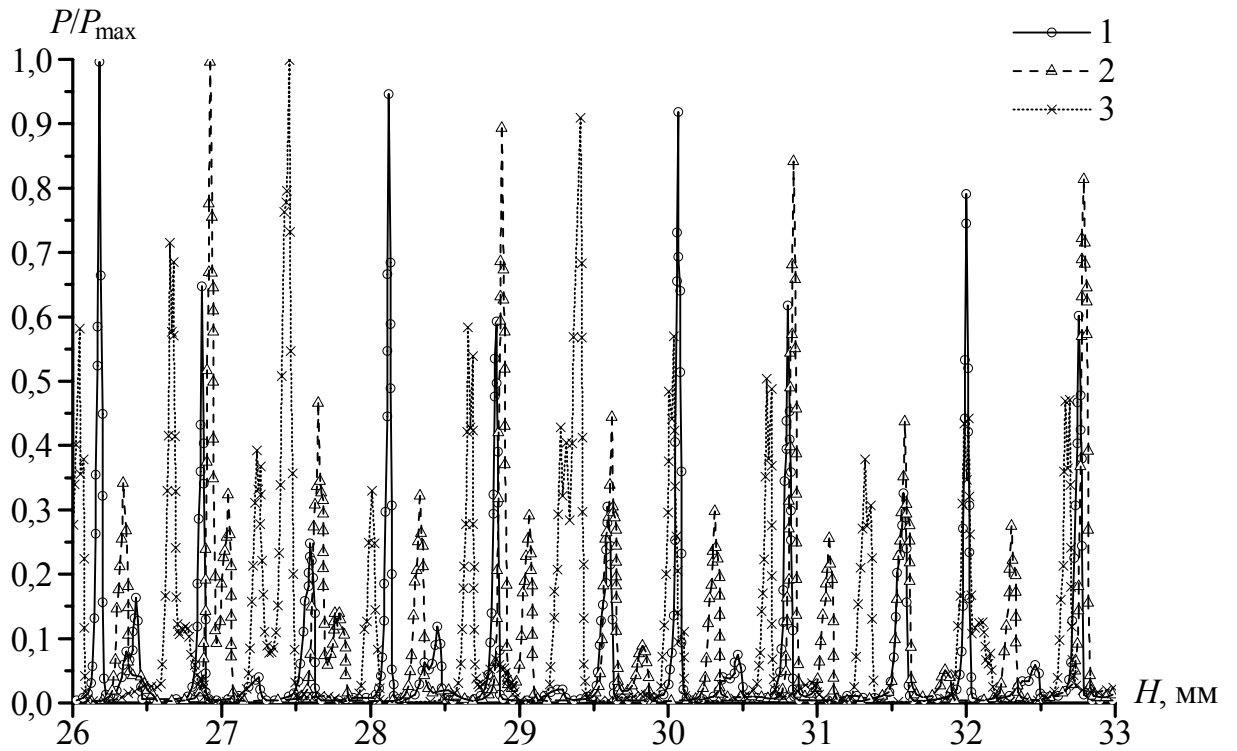


а

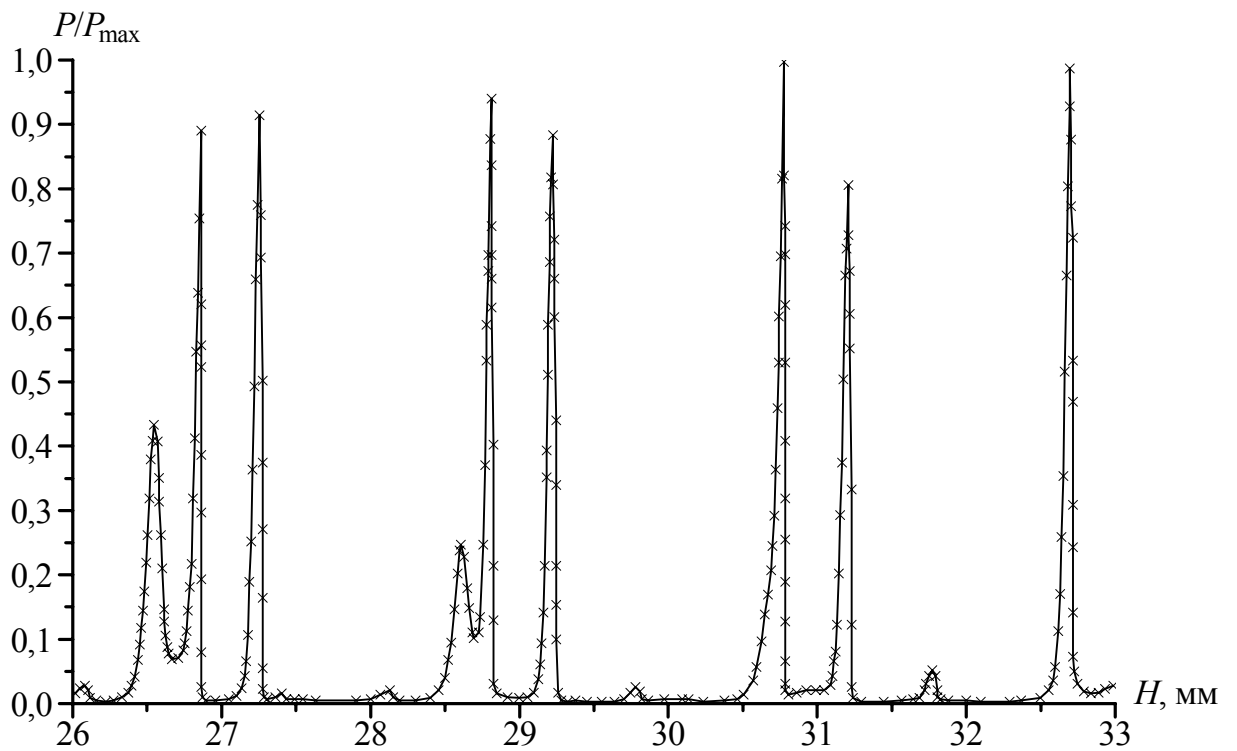


б

Рис. 3.8. Амплитудные распределения полей между зеркалами ОР при наличии ДП для TEM_{0010} типа колебания: а – $\Delta = 3$ мм; б – $\Delta = 4,6$ мм



а



б

Рис. 3.9. Спектральные характеристики ОР с ДП при изменении расстояния между зеркалами: а – ДП из фторопласта; 1 – $\Delta = \lambda/4$; 2 – $\Delta = \lambda$; 3 – $\Delta = 4\lambda$; б – ДП из поликора ($\Delta = \lambda/4$)

количества TEM_{mnq} типов колебаний. Установлено, что в таких системах колебания основного типа TEM_{00q} существуют во всем интервале расстояний H при изменении частоты возбуждения системы. Так, при введении в сфероидальный ОР ДП толщиной $\Delta \approx \lambda/4$ спектр колебаний системы аналогичен спектру сфероидального ОР, а внесение диэлектрической неоднородности оказывает влияние только на сдвиг резонансной частоты. Для призм толщиной $\Delta \approx \lambda$, $\Delta \approx 4\lambda$ в спектре наблюдается возрастание амплитуды высших типов колебаний в области малых H , что обусловлено усилением конкуренции высших типов колебаний по отношению к основному. С увеличением расстояния между зеркалами свойства ОР с ДП толщиной $\Delta \approx \lambda/4$, $\Delta \approx \lambda$ в основном сохраняются, наряду с этим для призм с $\Delta \approx 4\lambda$ наблюдается существенное уменьшение амплитуды колебаний.

Из проведенного выше анализа спектральных характеристик (рис. 3.9) следует, что введение в ОР ДП может приводить к изменению пространственного распределения амплитуды полей, возбуждаемых в ОР типов колебаний. Это обуславливает сдвиг максимумов спектра колебаний в сторону меньших расстояний между зеркалами, величина которых зависит от толщины диэлектрика. Кроме того, как следует из проведенных исследований, расстояние от ДП до зеркал резонатора, определяющее её положение в объеме ОР, качественно не изменяет поведение спектральных характеристик колебаний и практически не влияет на величину сдвига максимальных значений амплитуды колебаний в ОР с диэлектрической неоднородностью.

Для определения степени влияния ДП, вносимых в базовый ОР, на добротность его колебаний, исследовались также резонансные характеристики в заданном диапазоне частот при различных расстояниях между зеркалами ОР. Данные исследования показали, что при внесении в ОР ДП из фторопласта добротность колебаний системы остается того же

порядка, что и у базового ОР. При этом амплитуда поля в ОР, при определенных фазовых соотношениях между полями ДП и полями, формируемыми зеркалами ОР, может превышать амплитуду полей в базовой системе. В частности, для системы сфероидального ОР с ДП из фторопласта ($\varepsilon = 2,05$) толщиной $\Delta = \lambda/4$ (график 1 на рис. 3.10) в области малых расстояний между зеркалами амплитуда колебаний соизмерима с амплитудой колебаний базового ОР. При этом появляются дополнительные колебания в области резонансных частот. С увеличением толщины ДП до значений $\Delta = \lambda$ (график 2) наблюдается увеличение амплитуды основного типа колебания, величина которой может превышать P/P_{\max} в базовой системе. При толщине ДП равной $\Delta = 4\lambda$ (график 3 на рис. 3.10) амплитуда колебаний меньше чем в базовой системе.

Подтверждением вышеизложенных результатов, являются экспериментальные исследования на основе призм из поликора ($\varepsilon = 10$), эквивалентная толщина которых, по отношению к призмам из фторопласта соответствует значениям $\Delta = \lambda$ (при экспериментальных исследованиях использовались стандартные призмы, которые находят применение в устройствах СВЧ). Типичные резонансные кривые такой системы приведены на рис. 3.11 и свидетельствуют об увеличении эффективности управления спектром колебаний, по сравнению с электродинамической системой ОР с ДП из фторопласта – рис. 3.10. В частности, установлено, что в спектре сфероидального ОР с призмой из поликора присутствуют колебания, добротность которых превосходит добротность колебаний предыдущих систем в 2 раза, при этом возможна реализация режимов селекции колебаний.

В результате проведенных выше исследований установлено, что внесение в ОР неоднородностей в виде ДП может изменять характер поведения резонансных характеристик, по сравнению с базовым ОР, что коррелирует с выше приведенными теоретическими расчетами на рис. 3.7.

В частности, на рис. 3.12 показано сравнение расчетного и экспериментального сдвигов частот сфероидального ОР с ДП из фторопласта

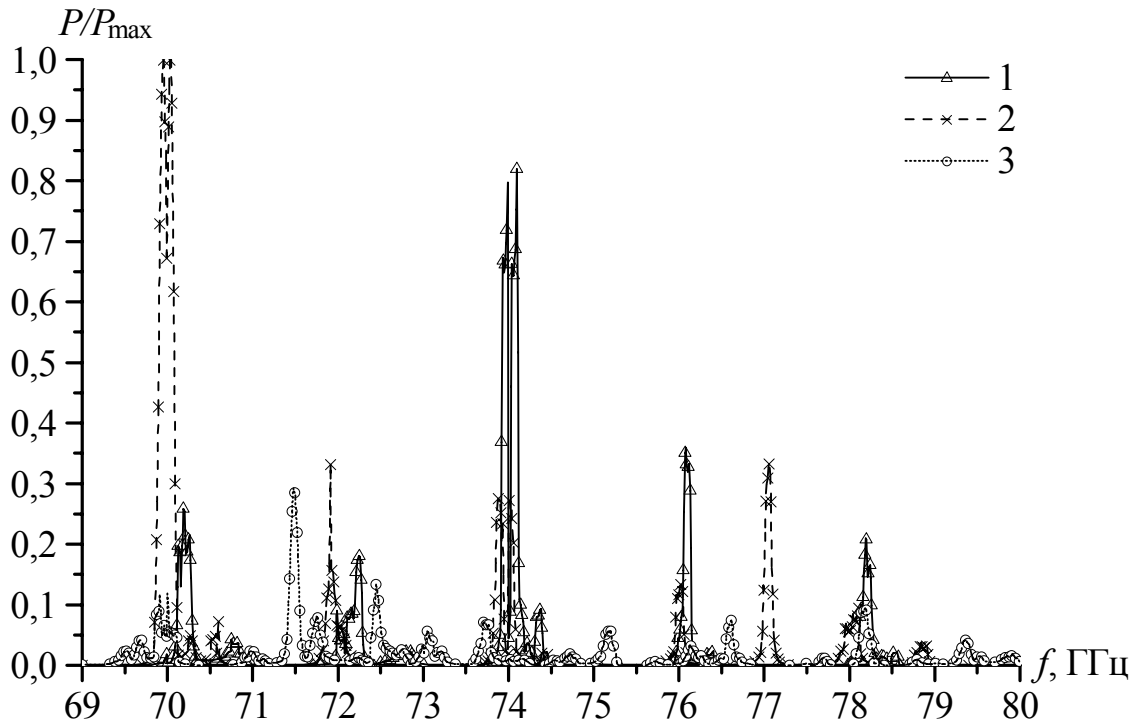


Рис. 3.10. Резонансные характеристики сфероидального ОР с ДП из фторопласта в заданном диапазоне частот для различных значений Δ :
 1 – $\Delta = \lambda/4$; 2 – $\Delta = \lambda$; 3 – $\Delta = 4\lambda$

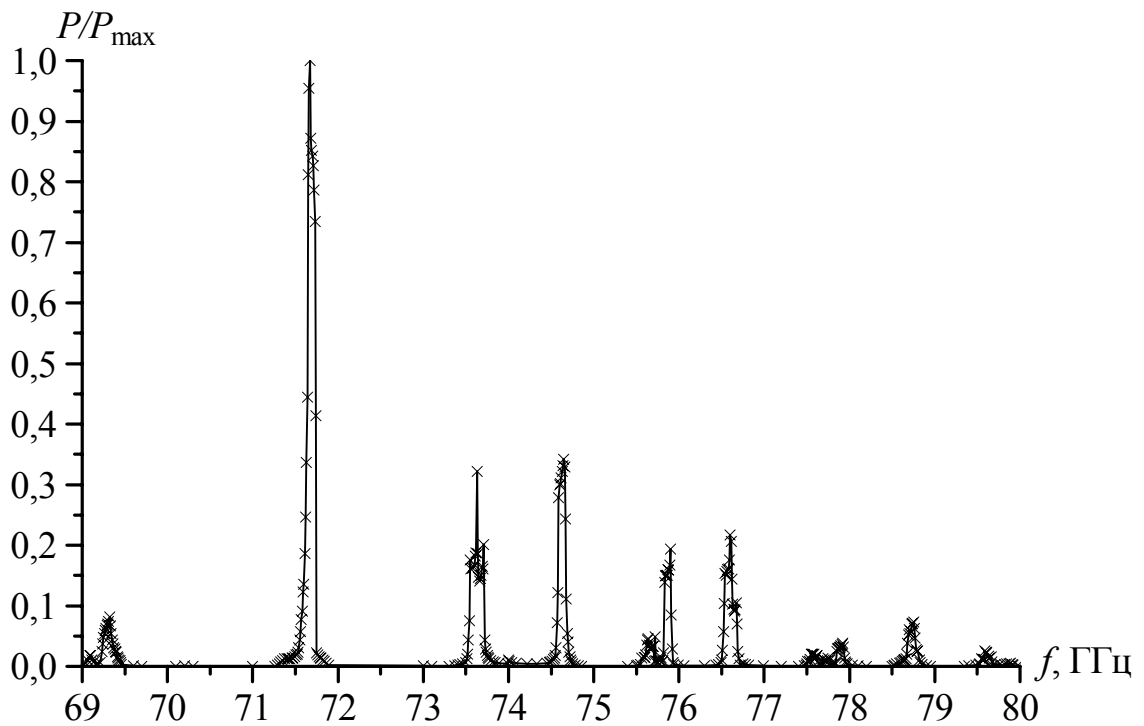


Рис. 3.11. Резонансные характеристики сфероидального ОР с ДП из поликвартца при значении $\Delta = \lambda/4$

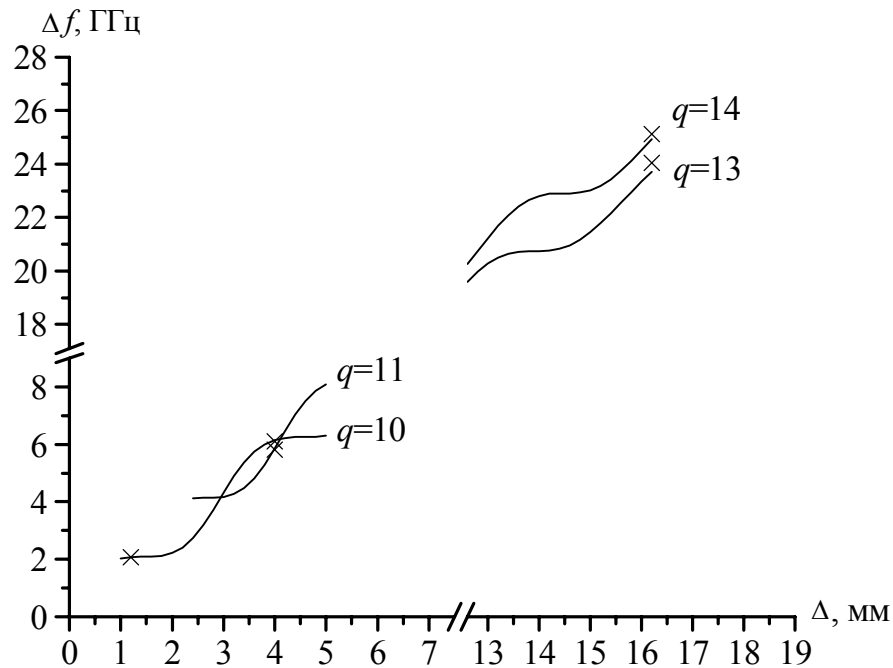


Рис. 3.12. Величина сдвига резонансной частоты при помещении ДП в ОР: эксперимент (×); теория (—)

для интервала значений $\Delta = 1,2 \div 16,2$ мм. Как видно из рисунка, наблюдается удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных данных, что указывает на адекватность используемой векторной теории по отношению к эксперименту для описания частотных характеристик волновых процессов в ОР с диэлектрическими включениями. Вместе с тем, данная теория не позволяет учесть волновые процессы в самом диэлектрике, которые могут оказывать существенное влияние на амплитуду и ширину спектральных линий колебаний [91].

Проведенные теоретические оценки и экспериментальные исследования показали, что при включении в ОР диэлектрических неоднородностей возможна реализация режимов управления спектральными и резонансными характеристиками: увеличения амплитуды и добротности основного типа колебания, селекции высших типов колебаний, причем эффективность управления электродинамическими характеристиками возрастает с увеличением относительной диэлектрической проницаемости ДП.

Выводы к разделу 3

1. На основании векторной теории ОР и экспериментальных исследований, изучены особенности электродинамических характеристик сфероидального и полусферического резонаторов для конкретной геометрии зеркал и заданного диапазона частот. Установлено, что в диапазоне частот $f = 69 \div 80$ ГГц для радиусов кривизны зеркал $R = 190$ мм и апертуры $A = 60$ мм, расстояния между зеркалами ОР, которые могут быть реализованы в эксперименте, находятся в интервале $0 < H < 1,8R$. Преобладающим по амплитуде в исследуемых ОР является TEM_{00q} тип колебания, добротность которого соответствует значениям $Q > 1000$.

2. На основании сопоставления теоретических и экспериментальных исследований определены особенности ОР с неоднородностью в виде диэлектрических призм, помещенных в объем резонатора. Численные расчеты резонансных характеристик ОР с диэлектрическими призмами из фторопласта и поликора толщиной $\Delta = \lambda/4 \div 4\lambda$ показывают, что величина смещения резонансных частот колебаний ОР, в исследуемом диапазоне частот, соответствует значениям $\Delta f = 2 \div 25$ ГГц. Спектры колебаний и резонансные кривые ОР, полученные экспериментально, позволили установить, что наличие диэлектрических планарных неоднородностей толщиной $\Delta = \lambda$ может приводить к увеличению амплитуды колебаний в 1,2 раза и добротности колебаний в 2 раза. Величина смещения резонансных характеристик по частоте изменяется с увеличением значения параметров Δ и ε , что коррелирует с теоретическими оценками.

РАЗДЕЛ 4

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФРАКЦИОННОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ В РЕЗОНАНСНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В данном разделе рассмотрены особенности возбуждения дифракционного и черенковского излучений в планарной резонансной периодической структуре конечной толщины и открытого волновода с металлодиэлектрическим слоем. В приближении заданного тока проведен численный анализ зависимости интенсивностей гармоник излучения для конкретных параметров планарной резонансной периодической структуры, которые могут быть реализованы как в практических схемах устройств электроники, так и при моделировании волновых процессов в таких системах [29,33,113]. На примере открытого волновода с плоско-параллельной геометрией зеркал проанализированы электронно-волновые процессы при наличии в его объеме металлодиэлектрического слоя и дифракционной решетки для резонансного режима возбуждения колебаний в системе [32,86-90].

4.1. Анализ теоретических моделей

В рамках вышеизложенного в разделе 2 подхода рассмотрим задачу о возбуждении ДЧИ в приближения заданного тока для модели открытой электродинамической системы типа металлодиэлектрический канал (МДК) (рис. 1.6д). На рис. 4.1 схематично приведены различные варианты режимов возбуждения ДЧИ для диэлектрического слоя конечной толщины. Планарная электродинамическая структура образована металлической плоскостью ($z = b$) и поверхностью $z = -a$ металлодиэлектрической структуры; вблизи МДС движется монохроматический ЭП с плотностью заряда $\rho = \rho_0 \delta(z - a) e^{i(ky - \omega t)}$. Здесь обозначено: ρ_0 – поверхностная плотность

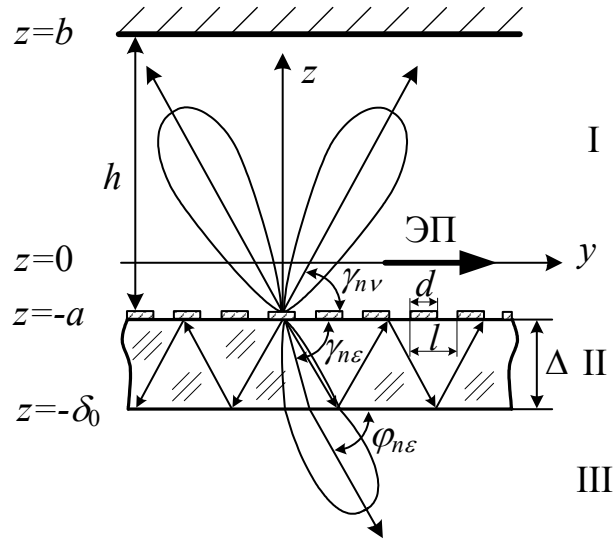


Рис. 4.1. Схематическое изображение различных вариантов возбуждения ДЧИ в планарной резонансной периодической МДС конечной толщины

заряда; $\delta(z-a)$ – дельта-функция; $\Delta = \delta_0 - a$ – толщина диэлектрика МДС; $\beta = v_0/c$ – относительная скорость ЭП; $k = \omega/v_0 = 2\pi/\beta\lambda$ – волновое число; ω – частота излучения; $\xi = (1-i)\sqrt{\omega/8\pi\sigma}$; σ – удельная проводимость металла; $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – орты прямоугольной системы координат, в которой ось oy совпадает с направлением движения ЭП.

Электромагнитное поле в областях I ($-a < z < b$), II ($-\delta_0 < z < -a$), III ($z < -\delta_0$) представляется в виде [33]:

$$\vec{H}^I = \vec{H}_c + \vec{i} \sum_n \left[A_n e^{iq_n(z+a)} + B_n e^{-iq_n(z-b)} \right] e^{ik_n y}, \quad (4.1)$$

$$\vec{H}^{II} = \vec{i} \sum_n \left[C_n e^{-iq_{n\xi}(z+a)} + D_n e^{iq_{n\xi}(z+\delta_0)} \right] e^{ik_n y}, \quad (4.2)$$

$$\vec{H}^{III} = \vec{i} \sum_n F_n e^{-iq_n(z+\delta_0)} e^{ik_n y}, \quad (4.3)$$

$$\vec{E} = \vec{i} \frac{c}{\omega} \text{rot} \vec{H}, \quad (4.4)$$

где $\vec{H}_c = \vec{i} \beta F \text{sign} z e^{-q|z|+iky}$ – собственное поле ЭП в свободном пространстве;
 $F = 2\pi\rho_0$; $q = k\sqrt{1-\beta^2}$; $q_n = k\theta_n = k\beta\sqrt{1-\tau_n^2}$; $q_{n\varepsilon} = k\theta_{n\varepsilon} = k\beta\sqrt{\varepsilon-\tau_n^2}$;
 $\tau_n = (\eta+n)/\kappa$; $\eta = \kappa/\beta$; $k_n = k + 2\pi n/l$.

В зависимости от параметров $\kappa, \beta, \varepsilon$ полное электромагнитное поле (4.1)–(4.4) состоит из суммы объемных (излучаемых) и поверхностных пространственных гармоник.

Неизвестные амплитуды A_n, B_n, C_n, F_n пространственных гармоник полей (4.1)–(4.4) находятся из решения электродинамической задачи, удовлетворяющей точным граничным условиям в плоскостях $z = -a, z = -\delta_0$ и граничным условиям Леонтовича на металлическом экране $E_y^I = -\xi H_x^I$ ($z = b$). Полученная таким образом система функциональных уравнений известным методом задачи Римана-Гильберта сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных X_n [33]:

$$\sum_{n=N_1}^{N_2} X_n a_{mn} = GK_{m0}, \quad (4.5)$$

где введены обозначения, удобные для численных расчетов:

$$X_n = \tau_n W_n \left[(V_n - \bar{V}_n) F_n + \delta_m^n 4\beta F \frac{P}{W_n} e^{-q|a|} \right]; \quad \delta_m^n = \begin{cases} 0, & m \neq n \\ 1, & m = n \end{cases}, \quad (4.6)$$

$$a_{mn} = \frac{|n|}{n} \chi_n K_{mn} - \delta_m^n P_{\eta-1}; \quad \chi_n = 1 + i \frac{|n|}{n} \frac{\sqrt{1-\tau_n^2}}{\tau_n} G_n, \quad (4.7)$$

$$K_{mn} = \frac{1}{2(\eta+n)} \left[2(\eta+n) V_{mn} P_{\eta-1} - (\eta-1) P_m (P_{\eta-1} P_{n+1} - P_{\eta-2} P_n) \right], \quad (4.8)$$

$$V_{mm} = \begin{cases} \frac{1}{2} \sum_{p=0}^{n+1} \mu_{n+1-p}(u) P_{p-m-1}, & n \geq 0 \\ \frac{1}{2} (P_m - P_{m+1}), & n = -1, \\ -\frac{1}{2} \sum_{p=0}^{n-1} \mu_{-n-1-p}(u) P_{p+m+1}, & n < -1 \end{cases} \quad (4.9)$$

N_1, N_2 – номера излучаемых пространственных гармоник; $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; $P_n(u), P_m(u)$ – полиномы и $P_n(u)$ – функции Лежандра, которые зависят от коэффициента заполнения решетки $u = \cos \frac{\pi d}{l}$; $\mu_0(u) = 1$; $\mu_1(u) = -u$; $\mu_n(u) = P_n - 2uP_{n-1} + P_{n-2}$, $n \geq 2$.

Неизвестные X_n системы уравнений (4.5) связаны с амплитудами пространственных гармоник поля (4.1) – (4.4) соотношениями:

$$C_n = -\frac{2V_n}{V_n - \bar{V}_n} \left(\frac{X_n}{\tau_n W_n} - \delta_0^n \frac{\beta F P}{W_n} \right) e^{-q|a|}, \quad (4.10)$$

$$B_n = \frac{(\theta_n - \xi\beta) \left[\frac{\theta_{n\varepsilon}}{\varepsilon\theta_n} (1 - f_n) C_n - \delta_0^n 2\pi\rho_0\beta (e^{q|a|} - e^{-q|a|}) \right]}{\theta_n (e^{iq_n h} - e^{-iq_n h}) - \xi\beta (e^{iq_n h} + e^{-iq_n h})}, \quad (4.11)$$

$$A_n = B_n \frac{\theta_n + \xi\beta}{\theta_n - \xi\beta} e^{-iq_n h} - \delta_0^n 2\pi\rho_0\beta e^{q|a|}, \quad (4.12)$$

$$F_n = \frac{2C_n}{V_n}, \quad D_n = 0.5\bar{V}_n F_n e^{-iq_{nc}\Delta}, \quad (4.13)$$

где:

$$G_n = \frac{1 + \sqrt{\varepsilon}}{W_n^1} \frac{\theta_n}{\tau_n \beta}; \quad G = i8\pi\rho_0 G_0 P e^{-q|a|}; \quad W_n = \frac{\theta_{n\varepsilon} W_n^1}{\varepsilon\theta_n};$$

$$P = -0.5 \left[(\Delta_0 - 1) e^{2q|a|} - (\Delta_0 + 1) \right]; \quad W_n^1 = \frac{\varepsilon \theta_n}{\theta_{n\varepsilon}} \cdot \frac{1 + f_n}{1 - f_n} + \Delta_n; \quad f_n = \frac{\bar{V}_n}{V_n};$$

$$\Delta_n = \frac{\theta_n (1 + e^{2iq_n h}) + \xi \beta (1 - e^{2iq_n h})}{\theta_n (1 - e^{2iq_n h}) + \xi \beta (1 + e^{2iq_n h})}; \quad V_n = \left(1 + \frac{\varepsilon \theta_n}{\theta_{n\varepsilon}} \right) e^{-iq_{nc} \Delta}; \quad \bar{V}_n = \left(1 - \frac{\varepsilon \theta_n}{\theta_{n\varepsilon}} \right) e^{iq_{nc} \Delta}.$$

Вычисление плотности энергии $S_n = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \vec{H}^*]$ излучаемых пространственных гармоник в областях I , II , III через неизвестные X_n сводится к формулам, учитывающим конечную толщину диэлектрического слоя Δ :

а – S_{nv} дифракционного излучения в область I , ($n < 0$, $-a < z < b$):

$$S_{nv}^I = \frac{c \rho_0^2}{2\pi} \left| \frac{X_n (\theta_n + \xi \beta)}{\tau_n W_n^1 [\theta_n (1 - e^{2iq_n h}) + \xi \beta (1 + e^{2iq_n h})]} \right|^2 e^{-2q|a|}, \quad (4.14)$$

б – $S_{0\varepsilon}$ черенковского излучения в диэлектрик ($n = 0$, область II , $-\delta_0 < z < -a$):

$$S_{0\varepsilon}^{II} = \frac{c \rho_0^2 \beta}{2\pi \sqrt{\varepsilon}} \left| \frac{(X_0 - 2\pi P)}{(1 - f_0) W_0} \right|^2 e^{-2q|a|}, \quad (4.15)$$

в – $S_{n\varepsilon}$ дифракционного излучения в диэлектрик ($n \neq 0$, область II , $-\delta_0 < z < -a$):

$$S_{n\varepsilon}^{II} = \frac{c \rho_0^2}{2\pi \sqrt{\varepsilon}} \left| \frac{X_n}{\tau_n W_n (1 - f_n)} \right|^2 e^{-2q|a|}, \quad (4.16)$$

$\Gamma - S_{nv}$ дифракционного излучения в свободное пространство ($n < 0$, область III, $z < -\delta_0$):

$$S_{nv}^{III} = \frac{c\rho_0^2}{2\pi} \left| \frac{X_n}{\tau_n W_n (V_n - \bar{V}_n)} \right|^2 e^{-2q|a|}. \quad (4.17)$$

Направления S_{nv} , $S_{n\varepsilon}$ определяются соответственно углами:

$$\gamma_{nv} = \arccos \frac{\eta + n}{\kappa}, \quad n = -1, -2, -3, \dots, \quad (4.18)$$

$$\gamma_{n\varepsilon} = \arccos \frac{\eta + n}{\kappa\sqrt{\varepsilon}}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4.19)$$

При параметрах $\kappa < 0,5/\sqrt{\varepsilon}$ плотности энергии излучения для различных гармоник описываются формулами [12], полученными в длинноволновом приближении.

Из формулы (4.19) следует, что пространственные гармоники поля (4.1) – (4.4) излучаются в диэлектрик при условии $|\eta + n| \leq \kappa\sqrt{\varepsilon}$; количество n излучаемых гармоник определяется значениями параметров $\kappa, \beta, \varepsilon$. При этом существует пороговое значение скорости $\beta = 1/\sqrt{\varepsilon}$, относительно которого увеличение или уменьшение скорости ЭП существенно изменяет спектр пространственных гармоник дифракционного излучения. Так, при скоростях ЭП $\beta > 1/\sqrt{\varepsilon}$ в диэлектрике МДС присутствуют положительные ($n = 0, 1, 2, \dots$) пространственные гармоники ЧИ и отрицательные гармоники ДИ ($n = -1, -2, -3, \dots$), а при $\beta < 1/\sqrt{\varepsilon}$ в диэлектрике и в свободном пространстве возбуждаются только отрицательные пространственные гармоники ДИ.

Таким образом, система уравнений (4.5) позволяет при заданных

параметрах $\kappa, \beta, \varepsilon$ и геометрических размерах резонансной структуры с высокой точностью определить значения X_n , а по формулам (4.6) – (4.17) рассчитать амплитуды и плотность энергии всего пространственного спектра излучаемых гармоник поля (4.1) – (4.4) при конечных значениях Δ . Области изменения параметров $\kappa, \beta, \varepsilon$, при которых возбуждается n -я пространственная гармоника ЧИ или ДИ, легко находятся по диаграммам Бриллюэна [12], некоторые из которых приведены в разделе 2 для параметров ε , используемых при моделировании волновых процессов в МДС с диэлектрическим слоем конечной толщины.

Проведенный выше анализ системы рис. 4.1 не позволяет учесть влияния электронно-волновых процессов на характеристики ДЧИ. Качественный анализ данных процессов можно проанализировать на примере системы ОВ с диэлектрическим слоем в режиме резонансного возбуждения колебаний (рис. 1.6е).

Для такой системы в работах [32,89] методом решения самосогласованной электродинамической задачи и методом частичных областей [71,72,100], электромагнитные поля определялись на основании решения уравнений Максвелла, уравнений движения ЭП и соответствующих граничных условий, а также физических соображений наиболее эффективного взаимодействия ЭП с периодической замедляющей структурой и диэлектриком. В результате получено дисперсионное уравнение, описывающее собственные режимы колебаний системы „гребенка” – пучок – металлодиэлектрический слой, решение которого позволяет найти условия возбуждения колебаний в исследуемой электродинамической системе:

$$\frac{\operatorname{ctg}(\pi\kappa\gamma)}{\kappa\theta} = \frac{1}{\sqrt{(\mu+1)^2 - \kappa^2}} \left(\frac{\Gamma_1(1 + \Gamma_1 FG)}{\Gamma_1 F + G} - 1 \right) -$$

$$-\left(2 \ln \left(\sin \left(\frac{\pi \theta}{2} \right) \right) + \frac{\varepsilon \operatorname{ctg} \left(\pi \chi \sqrt{\varepsilon \kappa^2 - \mu^2} \right)}{\sqrt{\varepsilon \kappa^2 - \mu^2}} \right), \quad (4.20)$$

где $\kappa = kl/\pi$; $k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$; $2l$ – период ДР; ω – угловая частота; ε_0 – электрическая постоянная; μ_0 – магнитная постоянная; $\gamma = h/l$; h – глубина

щелей ДР; $\theta = d/l$; $2d$ – ширина щелей ДР; $\Gamma_1 = \sqrt{1 - \frac{g^2 \kappa^2}{[\kappa - \beta(\mu + 1)]^2 - g^2 \kappa^2}}$;

$g = \omega^{-1} \cdot \sqrt{\frac{e \rho_0}{m_0 \varepsilon_0} \left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)^{3/2}}$ – параметр пространственного заряда; e , m_0 –

соответственно, заряд и масса электрона; ρ_0 – плотность заряда ЭП; v_0 –

скорость ЭП; $G = \operatorname{th} \left(\pi \zeta \Gamma_1 \sqrt{(\mu + 1)^2 - \kappa^2} \right)$; $F = \frac{\sqrt{\varepsilon \kappa^2 - (\mu + 1)^2}}{\varepsilon \sqrt{\kappa^2 - (\mu + 1)^2}}$; $\zeta = r/l$; r –

толщина ЭП; $\chi = H/l$; H – расстояние между ДР и металлическим экраном;

μ – коэффициент распространения.

В исследуемой системе ОВ рис. 1.6е при определенных соотношениях между параметрами системы, определяемых диаграммой Бриллюэна, возможно существование объемных волн ДИ, которые характеризуются углом излучения с периодической структуры соотношением:

$$\operatorname{tg}(\gamma_{-1}) = \frac{\sqrt{\kappa^2 - \mu^2}}{\mu}. \quad (4.21)$$

Анализ уравнения (4.21) показывает, что значение параметра $\mu \approx 0$ соответствует условию излучения ДИ под углом $\gamma_{-1} \approx \pi/2$, что является характерным для резонансного режима возбуждения системы ГДИ и оротрона. Таким образом, открытый волновод в этом случае можно

рассматривать как плоскопараллельный резонатор, одно из зеркал которого выполнено в виде отражательной ДР.

В общем случае, анализ условий возбуждения колебаний в ОВ электронным потоком производился путем численного решения трансцендентного дисперсионного уравнения (4.20). В силу отсутствия стандартных подходов решения трансцендентных уравнений такого типа, применялся итерационный метод Ньютона, обеспечивающий быструю сходимость решения и позволяющий вести расчеты оперируя комплексными числами. Основная цель анализа дисперсионного уравнения (4.20) состоит в определении комплексного коэффициента распространения μ , и установлении областей значений скорости ЭП и других параметров ОВ, при которых $|\text{Im } \mu|$ будет иметь максимальные значения. Увеличение мнимой части μ соответствует условию взаимодействия волн ОВ с волнами пространственного заряда ЭП. Отметим, что при $\text{Im } \mu < 0$ мы будем иметь экспоненциально нарастающие волны, распространяемые в ОВ, и отбирающие энергию у ЭП (режим усиления волн), а при $\text{Im } \mu > 0$ электроны будут увеличивать свою скорость за счет отбора энергии электромагнитной волны от ЭП.

4.2. Особенности возбуждения дифракционного и черенковского излучений в периодической металлодиэлектрической структуре конечной толщины

На начальном этапе анализа условий возбуждения ДЧИ в пространственно-ограниченных МДС воспользуемся длинноволновым приближением. При параметрах $\kappa < 0,5/\sqrt{\varepsilon}$ с увеличением η электронный поток возбуждает только одну пространственную гармонику с индексом $n = s$ (однолучевое излучение). Так, при $\eta < 0,5$ в диэлектрике возбуждается только нулевая ($n = 0$) пространственная гармоника черенковского

излучения, а при $|s| - 0,5 < \eta < |s| + 0,5$ – основная пространственная гармоника ДИ в диэлектрике или в вакууме ($s = -1$). В длинноволновом приближении из системы уравнений (4.5) можно получить аналитические формулы для расчета амплитуд поля пространственных гармоник однолучевого дифракционного и черенковского излучений. Методика получения выражений в длинноволновом приближении изложена в [12,33]. Такой подход позволяет определить влияние коэффициента заполнения u металлодиэлектрической дифракционной решетки на характеристики ЧИ ($n = 0$) и ДИ ($n = s$).

Из анализа электромагнитного поля в длинноволновом приближении [33] следует, что в электродинамических структурах с МДС пространственные гармоники ДИ, выходящие из диэлектрика, возбуждаются при тех же условиях, что и в структурах с отражательной дифракционной решеткой:

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa} \leq \beta \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa}. \quad (4.22)$$

При условии (4.22) ДИ возбуждается в двух направлениях (4.18): в объем резонансной структуры (область $-a < z < b$) и через слой диэлектрика МДС в свободное пространство ($z < -\delta_0$ рис. 4.1). Для заданного параметра κ с изменением скорости β угол ДИ (4.19) изменяется в широком интервале – от 0 до значений $\pm\pi$, при этом, прошедшее через слой диэлектрика ДИ наблюдается в свободном пространстве (область $z \leq -\delta_0$). При расстояниях между металлическим экраном и решеткой $h_{n,\max} = (\lambda/4)(1 + 2\nu)(\beta/\theta_n)$ в свободном пространстве возбуждается максимальная плотность энергии ДИ, а при $h_{n,\min} = (\lambda/2)\nu(\beta/\theta_n)$ – минимальная (индекс $\nu = 0, 1, 2, \dots$) [33]; если $\kappa = |n|\beta$, то ДИ направлено под углом 90° к поверхности дифракционной решетки. Значение диэлектрической проницаемости ε в МДС влияет на плотность энергии ДИ

(по сравнению с $\varepsilon=1$, [12]) и изменяет симметрию направления углов излучения относительно границы раздела $z=-a$, поскольку угол $\gamma_{n\varepsilon}$ в диэлектрике больше угла излучения γ_{nv} в вакууме. При определенных условиях несимметричность углов излучения приводит к возбуждению ДИ только в диэлектрик МДС, т.е. к возбуждению аномального дифракционного излучения (АДИ) (рис. 4.1) [33,114].

Для заданных параметров κ пространственные гармоники АДИ возбуждаются в следующих интервалах скоростей электронного потока:

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta \leq \frac{\kappa}{|n| + \kappa}, \quad (4.23)$$

$$\frac{\kappa}{|n| - \kappa} \leq \beta \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa\sqrt{\varepsilon}}. \quad (4.24)$$

Следовательно, АДИ, как и черенковское излучение, возбуждается только в диэлектрике МДС и не наблюдается в свободном пространстве в дальней зоне от поверхности МДС. В отличие от черенковского излучения, которое возбуждается в диэлектрике под углом $\gamma_{0\varepsilon} = \arccos(1/\beta\sqrt{\varepsilon})$ при значениях $\beta > (1/\sqrt{\varepsilon})$ [10], АДИ возбуждается при скоростях ЭП $\beta < (1/\sqrt{\varepsilon})$ в двух узких интервалах углов, определяемых формулой (4.19) при условиях (4.23), (4.24). В частности, при условии (4.23) АДИ возбуждается в интервале углов $0 \leq \gamma_{n\varepsilon} \leq \gamma_\varepsilon$, а при условии (4.24) – $\bar{\gamma}_\varepsilon \leq \gamma_{n\varepsilon} \leq \pi$, где углы отсчитываются по часовой стрелке относительно направления движения ЭП, а граничные значения углов $\gamma_\varepsilon = \arccos(1/\sqrt{\varepsilon})$ и $\bar{\gamma}_\varepsilon = \pi - \gamma_\varepsilon$ совпадают с углами полного внутреннего отражения электромагнитной волны в диэлектрике. В диэлектрическом слое МДС может возбуждаться объемная электромагнитная волна АДИ, которая распространяется при условии (4.23) в направлении движения ЭП, а при условии (4.24) – в обратном направлении.

Амплитуды электромагнитного поля пространственных гармоник АДИ находятся по формулам (4.10) – (4.13) с учетом условий (4.23), (4.24) в результате решения системы (4.5). Внутри диэлектрика МДС электромагнитное поле (4.1) – (4.4) объемной волны АДИ определяется суперпозицией пространственных гармоник с амплитудами C_n, D_n , а на границах МДС $z = -a$, $z = -\delta_0$ электромагнитное поле АДИ со стороны вакуума затухает и распространяется вдоль границы в виде поверхностных волн пространственных гармоник с амплитудами A_n, F_n .

Если период МДС $l \geq 0,5\lambda/\sqrt{\varepsilon}$, то при условиях излучения (4.23), (4.24), $\varepsilon\beta^2 < 1$ ЭП может одновременно возбуждать несколько пространственных гармоник АДИ (многолучевое АДИ); при черенковских скоростях $\beta > 1/\sqrt{\varepsilon}$ одновременно с многолучевым АДИ возбуждаются под углами (4.19) пространственные гармоники ЧИ, то есть в диэлектрике возбуждается комбинированное дифракционно-черенковское излучение. При совместном выполнении условий (4.22), (4.23), (4.24) и $\varepsilon\beta^2 \geq 1$ также возбуждается ДЧИ, с наличием пространственных гармоник ДИ которые характерны для системы без диэлектрика. В этом случае МДС фильтрует дифракционный спектр излучения: не пропускает в объем резонансной структуры и в свободное пространство гармоники черенковского и аномального дифракционного излучений. Амплитуды электромагнитного поля пространственных гармоник многолучевого АДИ или ДЧИ находятся из решения системы уравнений (4.5) с учетом соотношений (4.10) – (4.13).

Из выражений для амплитуд электромагнитного поля пространственных гармоник АДИ, записанных в длинноволновом приближении [33], следует, что максимальная плотность энергии АДИ возбуждается при фиксированных толщинах $\Delta_{n\varepsilon}$ МДС. Для основной пространственной гармоники АДИ ($s = -1$) формула для $\Delta_{-1\varepsilon}$ определяется соотношением [12]:

$$\Delta_{-1\varepsilon} = \frac{\lambda}{2} \frac{\beta}{\sqrt{\varepsilon\beta^2 - \left(1 - \frac{1}{\eta}\right)^2}} \left[p + \frac{1}{\pi} \arctan \frac{m(2 - M_u \sqrt{1+m^2})}{1 - m^2 - M_u \sqrt{1+m^2}} \right], \quad p = 0, 1, 2, \dots$$

$$\text{где } m = \frac{\varepsilon\hat{\theta}_{-1}}{\theta_{-1\varepsilon}}; \quad \hat{\theta}_{-1} = \sqrt{1 - \frac{1}{\tau_{-1}^2}}; \quad M_u = \frac{\eta\hat{\theta}_{-1}(1 + \sqrt{\varepsilon}) \ln \frac{1+u}{2}}{\sqrt{1+m^2}}.$$

Отметим, что в системе уравнений (4.5) учитывается влияние металлического экрана на возбуждение АДИ, которое проявляется при малых расстояниях $h = |a| + b \leq \lambda/4\pi\sqrt{1 - \tau_s^2}$. Если $h > \lambda/4\pi$, то степень влияния экрана на АДИ можно пренебречь.

Из условий (4.23), (4.24), для заданного периода решетки $l = 0,5\lambda/\sqrt{\varepsilon}$, можно найти полный интервал скоростей β (ускоряющего напряжения ЭП), при которых возбуждается однолучевое АДИ с пространственной гармоникой $n = s$:

$$\frac{1}{2|s|\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon}} \leq \beta \leq \frac{1}{2|s|\sqrt{\varepsilon} + 1}, \quad \text{угол АДИ } 0 \leq \gamma_{s\varepsilon} \leq \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\right), \quad (4.25)$$

$$\frac{1}{2|s|\sqrt{\varepsilon} - 1} \leq \beta \leq \frac{1}{2|s|\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon}}, \quad \text{угол АДИ } \pi - \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\right) \leq \gamma_{s\varepsilon} \leq \pi. \quad (4.26)$$

Соотношениями (4.25), (4.26) удобно пользоваться в эксперименте. Например, из неравенств (4.25), (4.26) следует, что для возбуждения в МДС с параметрами $\varepsilon = 25$, $l = 0,4$ мм основной пространственной гармоники АДИ ($\lambda = 4$ мм) требуется источник питания с напряжением $0,4\text{кВ} \leq U \leq 10\text{кВ}$ (такие источники используются в ГДИ [12]). При напряжениях $0,4\text{кВ} \leq U \leq 2\text{кВ}$ АДИ возбуждается под острым углом и распространяется в

диэлектрике МДС в направлении движения ЭП, а при $3kB \leq U \leq 10kB$ – излучается и распространяется в противоположном направлении.

Для сравнительного анализа АДИ с ЧИ выделим отличительные особенности характеристик черенковского излучения, возбуждаемого в диэлектрике МДС. В общем случае ЧИ в диэлектрике МДС возникает при условии, когда скорость ЭП $\beta > 1/\sqrt{\varepsilon}$. При периодах решетки $l > \lambda/\sqrt{\varepsilon}$ ЧИ возбуждается в виде многолучевого спектра положительных пространственных гармоник поля (4.1) – (4.4), которые излучаются под острыми углами (4.19), сосредоточенными в следующем интервале значений $\gamma_{n\varepsilon}$: $0 \leq \gamma_{n\varepsilon} \leq \arccos(1/\beta\sqrt{\varepsilon})$. Угол излучения $\gamma_{n\varepsilon}$ уменьшается с увеличением номера пространственной гармоники. При этом, под максимальным углом $\gamma_{0\varepsilon} = \arccos(1/\beta\sqrt{\varepsilon})$ возбуждается основная ($n = 0$) пространственная гармоника ЧИ. Для пространственных гармоник многолучевого ЧИ на границе диэлектрика также выполняется закон полного внутреннего отражения, в результате электромагнитное поле спектра пространственных гармоник ЧИ сосредотачивается и распространяется внутри диэлектрика. Однако, на практике получить полный спектр пространственных гармоник многолучевого ЧИ затруднительно, поскольку при периодах решетки $l > \lambda/\sqrt{\varepsilon}$ и скорости $\beta > 1/\sqrt{\varepsilon}$ одновременно с многолучевым ЧИ также возбуждаются отрицательные пространственные гармоники ДИ, т.е. возникает комбинированное ДЧИ. В то же время при малых периодах решетки $l \leq 0,5\lambda/\sqrt{\varepsilon}$ и высоких скоростях ЭП $\beta > 1/\sqrt{\varepsilon}$ в диэлектрике МДС можно выделить основную пространственную гармонику ЧИ ($n = 0$).

Нанесение на поверхность диэлектрика ленточной решетки уменьшает плотность энергии ЧИ, по сравнению с плотностью энергии, возбуждаемой ЭП в диэлектрике без решетки. Максимальное значение плотности энергии ЧИ достигается при дискретных значениях толщины диэлектрика $\Delta_{0\varepsilon}$ [33]:

$$\Delta_{0\varepsilon} = \frac{\lambda}{2} \frac{\beta}{\sqrt{\varepsilon\beta^2 - 1}} \left(p + \frac{1}{\pi} (\psi + \psi_g) \right), \quad (4.27)$$

$$\text{где } \psi = \arctg \left(\frac{\varepsilon\theta}{\theta_{0\varepsilon}} \right); \quad \psi_g = \arctg \left(\frac{\varepsilon\theta}{\theta_{0\varepsilon} \left(d_0 - (1 + \sqrt{\varepsilon})\theta\Phi_g \right)} \right);$$

$$d_0 = \Delta_0(\xi = 0) = \frac{1 + e^{-2qh}}{1 - e^{-2qh}}; \quad \Phi_g = \frac{(2u\eta - u - \eta)P_{-\eta} + (1 - \eta)P_{1-\eta}}{(2u\eta - u + \eta)P_{-\eta} + (1 - \eta)P_{1-\eta}}.$$

Электромагнитное поле ЧИ в поперечном сечении МДС образует стоячую волну, а в продольном направлении распространяется E -волна. С внешней стороны МДС электромагнитное поле с амплитудами A_0 , F_0 затухает при удалении от границы диэлектрика и распространяется как поверхностная волна в направлении движения ЭП. Средний поток мощности электромагнитного поля ЧИ через поперечное сечение МДС единичной площади зависит от толщины диэлектрика, и достигает максимального значения при толщине диэлектрика равной $\Delta_{0\varepsilon}$ (4.27).

Отметим, что в системе уравнений (4.5) учитывается влияние металлического экрана на возбуждение в диэлектрике ЧИ, которое проявляется при малых расстояниях между экраном и поверхностью МДС. Данный эффект наблюдался в [115] при экспериментальных исследованиях влияния на возбуждение ЧИ поляризационных эффектов токооседания электронного потока на поверхность диэлектрика. В случае больших значений h ($h \gg \lambda\beta/\pi$), когда практически $h \rightarrow \infty$, можно получить формулы для амплитуды нулевой пространственной гармоники ЧИ в плоской МДС с диэлектриком конечной толщины, а при $h \rightarrow \infty$, $\delta_0 \rightarrow \infty$ – для МДС с полубесконечным диэлектрическим слоем [12].

4.3. Численное моделирование характеристик дифракционно-черенковского излучения в металлодиэлектрическом канале

На начальном этапе численного моделирования характеристик ДЧИ в МДК проведем качественный анализ режимов возбуждения излучений, основанный на оценке соотношений (4.18)–(4.24) при конкретных параметрах исследуемой системы. Так, при параметрах системы $\varepsilon = 25$, $\kappa = 0,2$ движущийся со скоростью $\beta = 0,13$ электронный поток возбуждает только двухлучевое АДИ с пространственными гармониками $n = -1, -2$, которые излучаются в диэлектрик под углами $\gamma_{-1\varepsilon} = 60^\circ$, $\gamma_{-2\varepsilon} = 120^\circ$ с пороговыми значениями углов $\gamma_\varepsilon = 78,5^\circ$, $\bar{\gamma}_\varepsilon = 101,5^\circ$. Увеличение скорости ЭП до значений $\beta = 0,18$ приводит к изменению пространственного спектра дифракционного излучения: в диэлектрике МДС под углом $\gamma_{-2\varepsilon} = 154^\circ$ возбуждается одна ($n = -2$) пространственная гармоника АДИ, а под углом $\gamma_{-1\varepsilon} = 84^\circ$ – основная ($n = -1$) пространственная гармоника ДИ. При этом, в свободное пространство эта гармоника излучается под симметричными углами $\gamma_{-1\nu} = 68^\circ$. Если $\beta = 0,25$, то в диэлектрике под углом $\gamma_{0\varepsilon} = 36,8^\circ$ возбуждаются основная ($n = 0$) гармоника ЧИ, а в свободном пространстве ($z \geq -a$, $z \leq -\delta_0$) под углом $\gamma_{-1\varepsilon=1} = \pi$ – основная ($n = -1$) гармоника ДИ (в диэлектрике эта гармоника ДИ возбуждается под углом $\gamma_{-1\varepsilon} = 101,5^\circ$). Дальнейшее увеличение скорости ЭП, до значений близких к $\beta \approx 1$, приводит к излучению в диэлектрик двух основных пространственных гармоник – черенковского излучения ($n = 0$) и АДИ ($n = -1$), при этом ЧИ излучается под углом $\gamma_{0\varepsilon} = \arccos(0,2/\beta)$, а гармоника АДИ – под углом $\gamma_{-1\varepsilon} = \arccos(0,2/\beta - 1)$, относительно направления движения ЭП.

Указанные выше режимы проанализируем численными методами, которые учитывают влияние геометрических и электродинамических параметров МДК на относительные плотности энергий пространственных

гармоник АДИ для зоны Бриллюэна $3_{-1,-2}$ (см. рис. 2.1), которая перспективна с точки зрения микроминиатюризации устройств электроники СВЧ [113,114]. Расчеты произведены в относительных единицах с точностью до размерного множителя $c\rho_0^2/2\pi$ (Bm/cm^2). На рис. 4.2а для $S_{-1\varepsilon}$ и $S_{-2\varepsilon}$ гармоник излучения приведены зависимости их относительной интенсивности (S/S_{\max}) от толщины диэлектрика МДС, нормированной по параметру λ . Из графиков следует, что при изменении толщины МДС в интервале $\Delta = 0,01 \div 10$ мкм, которые соответствуют значениям $\frac{\Delta}{\lambda} = 2,5 \cdot 10^{-6} \div 2,5 \cdot 10^{-3}$, интенсивности гармоник $n = -1, -2$ монотонно уменьшаются с увеличением Δ (рис. 4.2а). При этом, интенсивность гармоники $S_{-1\varepsilon}$ в 8 раз превышает интенсивность гармоники $S_{-2\varepsilon}$.

Вместе с тем, при изменении относительной скорости ЭП, для фиксированных значений параметра κ , в интервале значений $0,111 < \beta < 0,150$ минус первая гармоника превышает по интенсивности минус вторую гармонику АДИ (графики 1 на рис. 4.2б). Причем, с увеличением β , относительная интенсивность гармоники $S_{-1\varepsilon}$ уменьшается, а $S_{-2\varepsilon}$ увеличивается, и в области $\beta \approx 0,15$ их значения становятся равными. Для области значений $0,150 < \beta < 0,166$ характерным является преобладание по интенсивности излучения гармоники $S_{-2\varepsilon}$. С учетом того, что гармоника $S_{-1\varepsilon}$ излучается в направлении движения ЭП, а $S_{-2\varepsilon}$ – в противоположном направлении, то вышеописанный результат численного анализа может быть использован в практических устройствах СВЧ при реализации комбинированного режима ЛБВ – ЛОВ, путем изменения β .

Сравнение полученных выше результатов с системой полубесконечного диэлектрика (графики 2 на рис. 4.2б) показывает, что учет конечной толщины МДС (графики 1 на рис. 4.2б) приводит к существенному изменению характера поведения гармоники $S_{-2\varepsilon}$, которая по своей величине, при опре-

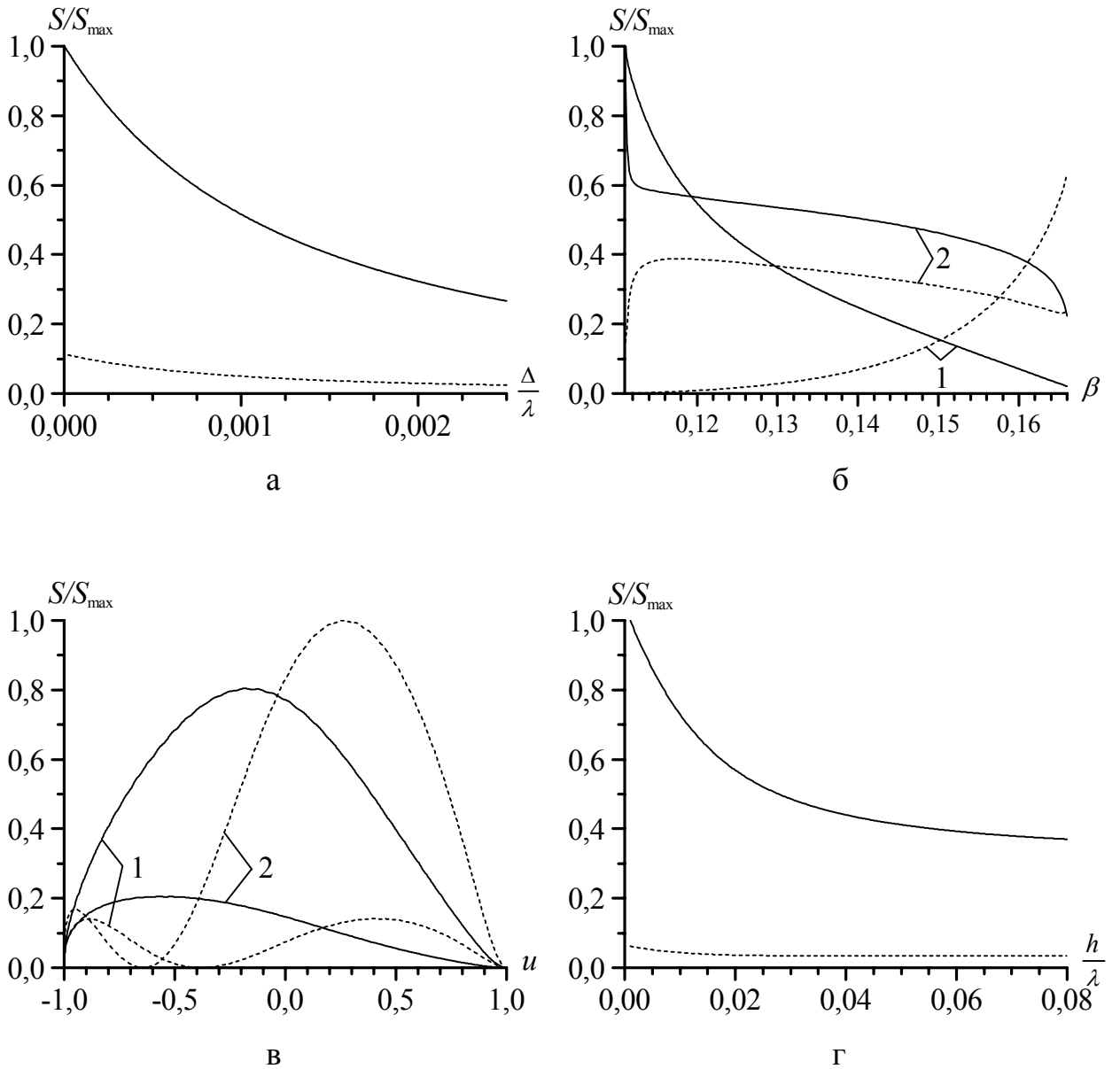


Рис. 4.2. Зависимости относительной плотности энергии АДИ от основных параметров МДК ($\varepsilon = 25$; $\kappa = 0,20$; $a/\lambda = 0,001$): а – от относительной толщины МДС Δ/λ ($\beta = 0,13$; $u = 0$; $h/\lambda = 0,5$); б – от относительной скорости ЭП β ($u = 0$; $h/\lambda = 0,5$): 1 – модель с диэлектриком конечной толщины $\Delta/\lambda = 0,001$; 2 – модель с полубесконечным диэлектриком; в – от коэффициента заполнения решетки u ($\Delta/\lambda = 0,001$; $h/\lambda = 0,5$): 1 – $\beta = 0,13$; 2 – $\beta = 0,16$; г – от относительного расстояния до отражающего экрана h/λ ($\Delta/\lambda = 0,001$; $u = 0$; $\beta = 0,13$); гармоника АДИ $S_{-1\varepsilon}$ (—); гармоника АДИ $S_{-2\varepsilon}$ (-----)

деленных значениях β , может превышать интенсивность гармоники $S_{-1\varepsilon}$.

В работах [29,35,82] показано, что коэффициент заполнения решетки u может оказывать существенное влияние на интенсивность гармоник ДЧИ. В частности, на рис. 4.2в приведены зависимости относительных интенсивностей гармоник АДИ от коэффициента u при изменении параметра β для значения $\Delta/\lambda = 0,001$. Из графиков 1 видно, что гармоника $S_{-1\varepsilon}$ излучается во всем диапазоне изменения u , и имеет характерный максимум в районе отрицательных значений $-0,4 < u < 0$. Причем с увеличением β (графики 3 на рис. 4.2в) ее интенсивность уменьшается с одновременным сдвигом максимума в сторону отрицательных значений коэффициента заполнения, что коррелирует с данными рис. 4.2б. Гармоника $S_{-2\varepsilon}$, в отличие от $S_{-1\varepsilon}$, имеет два характерных максимума и ограниченный интервал значений изменения u , при которых ее интенсивность на несколько порядков меньше интенсивности гармоники $S_{-1\varepsilon}$. Как показано на рис. 4.2в при $\beta = 0,13$ (графики 1), интенсивность гармоники $S_{-1\varepsilon}$ превышает интенсивность гармоники $S_{-2\varepsilon}$. Вместе с тем, при увеличении относительной скорости ЭП до значений $\beta = 0,16$ $S_{-2\varepsilon}$ гармоника по интенсивности на порядок превосходит интенсивность излучения $S_{-1\varepsilon}$ гармоники (графики 3 на рис. 4.2в). Таким образом, установлено, что путем изменения параметра u можно реализовать режим существенного увеличения интенсивности гармоники АДИ $S_{-2\varepsilon}$, когда она является доминирующей в системе, либо уменьшить ее интенсивность излучения до уровня $S_{-1\varepsilon}$ гармоники.

Из соотношений (4.10) – (4.13) следует, что существенное влияние на интенсивность гармоник излучения АДИ, при значениях $h/\lambda < 0,08$, может оказывать отражающий экран. При этом установлено, что если величина h приближается по значению к параметру a , то интенсивность гармоник для такой системы превышает интенсивности гармоник при $h/\lambda \approx 0,08$ более чем в 2,5 раз, а в случае $h/\lambda > 0,08$ отражающий экран не оказывает влияния на

их интенсивности, что проиллюстрировано на рис. 4.2г

Оптимальным вариантом реализации модели АДИ, при экспериментальном моделировании является диэлектрический слой из фторопласта ($\varepsilon = 2,05$), что обусловлено возможностью реализации зоны Бриллюэна 3_{-1}^a (рис. 2.1а) для значений $\beta_g \approx 0,595 \div 0,910$, используемых в эксперименте ДВ. Степень влияния коэффициента заполнения решетки u на относительную плотность энергии АДИ, для различных значений Δ/λ проиллюстрирована на рис. 4.3. Анализ приведенных зависимостей показывает, что учет конечной толщины МДС существенно изменяет характер поведения зависимостей интенсивности излучения энергии АДИ, по сравнению с полубесконечным диэлектрическим слоем (график 1 на рис. 4.3). Так при толщине МДС $\Delta/\lambda = 0,630$ (график 2) зависимость S/S_{\max}

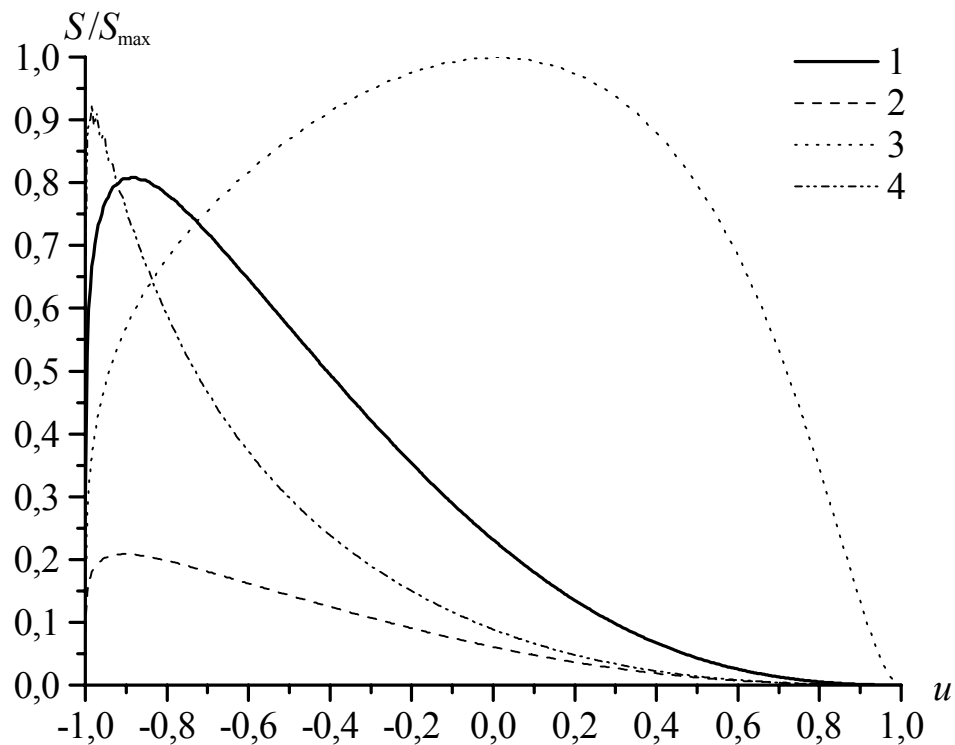
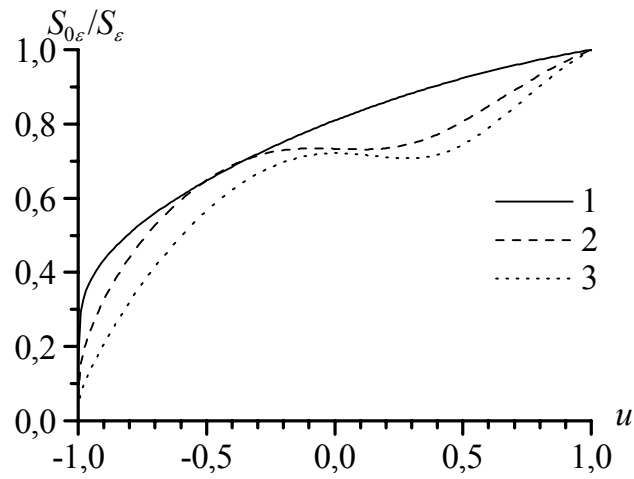


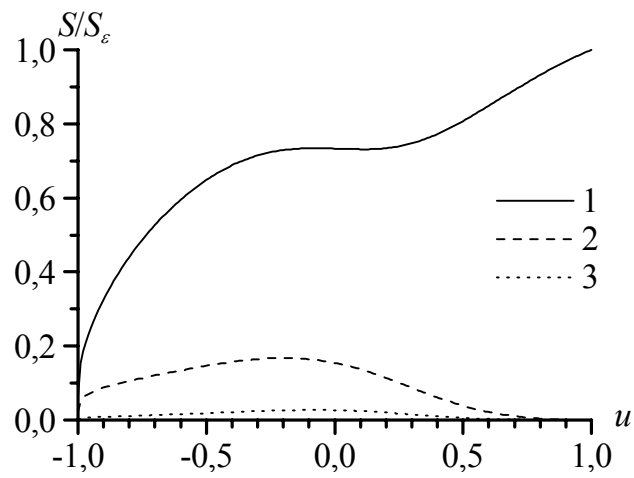
Рис. 4.3. Зависимость относительной плотности энергии дифракционного излучения в зоне Бриллюэна 3_{-1}^a ($\varepsilon = 2,05$; $\kappa = 0,35$; $\beta = 0,6$; $a/\lambda = 0,01$): 1 – полубесконечный диэлектрик; 2 – $\Delta/\lambda = 0,630$; 3 – $\Delta/\lambda = 0,410$; 4 – $\Delta/\lambda = 0,798$

коррелирует с зависимостью для полубесконечного диэлектрика, но с меньшим значением максимальной интенсивности энергии излучения. Уменьшение толщины диэлектрика до значений $\Delta/\lambda = 0,410$ (график 3), смещает максимум интенсивности энергии АДИ в область значений $u \approx 0$, причем в диапазоне $-0,4 < u < 0,4$ изменение коэффициента заполнения слабо влияет на интенсивность энергии дифракционного излучения. Увеличение толщины МДС в 1,27 раза (график 4) по отношению к $\Delta/\lambda = 0,630$ (график 2) позволяет в 5 раз повысить интенсивность энергии излучения при $u = -0,95$. Из общего анализа зависимостей рис. 4.3 следует, что область значений $u \approx -0,8$ является оптимальной для реализации в эксперименте, из-за не критичности влияния величины Δ на уровень интенсивности излучения.

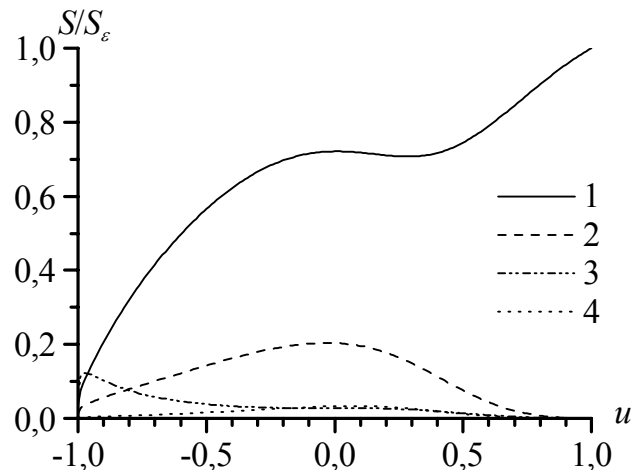
На рис. 4.4а представлены зависимости $S_{0\varepsilon}/S_\varepsilon$ от коэффициента заполнения решетки u при различных значениях параметра κ ($S_{0\varepsilon}$ – черенковское излучение в диэлектрик, экранированный ленточной ДР; S_ε – черенковское излучение возбуждаемое в неэкранированном диэлектрике). Из графиков следует, что степень экранировки ленточной решеткой при возбуждении ЧИ существенно зависит от параметра κ практически во всем диапазоне изменения коэффициента заполнения решетки. Значение $u = 1$ ($d = 0$) соответствует случаю отсутствия решетки, а при $u = -1$ ($d = l$) случаю замены решетки на поверхности диэлектрика сплошным металлическим экраном. С ростом κ плотность энергии $S_{0\varepsilon}$ достигает 80–90% значений S_ε в области узких лент решетки ($u \geq 0,5$) и существенно уменьшается в области широких лент решетки ($u \leq -0,5$). Следует отметить, что график 1 ($\kappa = 0,300$) соответствует случаю возбуждения черенковского излучения (однолепестковая диаграмма излучения в зоне 1_0 диаграммы Бриллюэна, рис. 2.1а), а графики 2, 3 – случаям возбуждения трехлепестковой (область $4_{0,-1}^{-1}$) и четырехлепестковой (область $4_{0,-1,-2}^{-1}$) диаграммам



а



б



в

Рис. 4.4. Зависимости относительной интенсивности дифракционно-черенковского излучения от коэффициента заполнения решетки u для различных значений κ ($\epsilon=2,05$; $\beta=0,788$; $\Delta/\lambda=0,898$; $a/\lambda=0,01$): а – 1 – $\kappa=0,300$; 2 – $\kappa=0,700$; 3 – $\kappa=0,788$; б – $\kappa=0,700$; 1 – $S_{0\epsilon}$; 2 – $S_{-1\epsilon}$; 3 – $S_{-1\nu}$; в – $\kappa=0,788$; 1 – $S_{0\epsilon}$; 2 – $S_{-1\epsilon}$; 3 – $S_{-2\epsilon}$; 4 – $S_{-1\nu}$

излучения. Из приведенных графиков следует, что в случае многоволнового излучения характер зависимостей $S_{0\varepsilon}$ от параметра u претерпевает существенные изменения, по отношению к аналогичным зависимостям для длинноволнового приближения [12], что обусловлено учетом степени влияния на интенсивность основной $S_{0\varepsilon}$ гармоники высших пространственных гармоник ДИ с ростом k .

Проведенный анализ характеристик основной гармоники излучения $S_{0\varepsilon}$ подтверждается численными расчетами интенсивностей излучения высших гармоник, которые представлены на рис. 4.4б,в. В частности, из рис. 4.4б следует, что появление гармоник излучения $S_{-1\varepsilon}$ и $S_{-1\nu}$ приводит к уменьшению уровня $S_{0\varepsilon}$ гармоники и изменению ее поведения в заданном интервале u . При этом, область максимальных значений интенсивности высших гармоник совпадает с областью уменьшения интенсивности гармоники $S_{0\varepsilon}$. Подтверждением вышеуказанных особенностей перераспределения энергии между гармониками ДЧИ являются зависимости, которые приведены на рис. 4.4в для зоны Бриллюэна $4_{0,-1,-2}^{-1}$.

Существенным параметром, влияющим на интенсивность излучения является толщина диэлектрического слоя МДС, что проиллюстрировано на рис. 4.5а. В частности, при относительной толщине $\Delta/\lambda = 0,898$ (график 2) зависимость $S_{0\varepsilon}$ от u качественно коррелирует с моделью для полубесконечного диэлектрического слоя (график 1). При этом, интенсивность $S_{0\varepsilon}$, для ограниченного по толщине диэлектрика, в 5 раз меньше чем для полубесконечного. Изменяя толщину МДС можно добиться существенного увеличения интенсивности гармоники $S_{0\varepsilon}$ в диапазоне $0 < u < 1$, что проиллюстрировано на графиках 3 рис. 4.5а,б. Вместе с тем, установлено, что для получения зависимости график 3 рис. 4.5б, которая аналогична зависимости графику 3 рис. 4.5а, необходимо в 5 раз меньшее изменение Δ . Проведенный численный анализ показывает, что

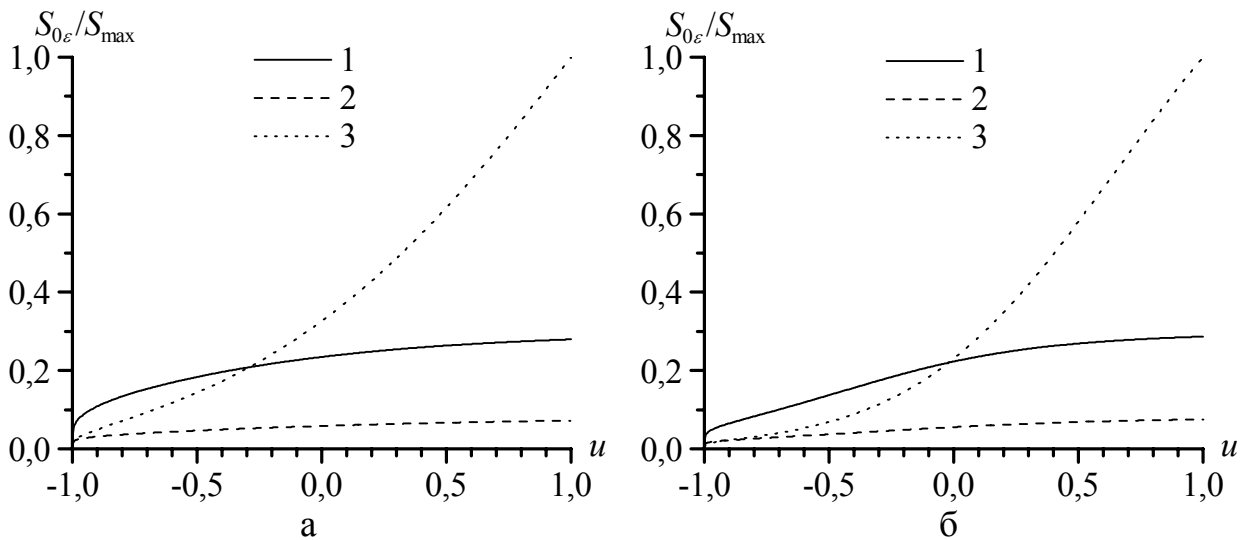


Рис. 4.5. Зависимости относительной интенсивности черенковского излучения от коэффициента заполнения решетки u для различных значений ε ($\beta = 0,788$; $a/\lambda = 0,01$): а – $\varepsilon = 2,05$; $\kappa = 0,30$; 1 – полубесконечный МДС; 2 – $\Delta/\lambda = 0,898$; 3 – $\Delta/\lambda = 0,630$; б – $\varepsilon = 10$; $\kappa = 0,18$; 1 – полубесконечный МДС; 2 – $\Delta/\lambda = 0,898$; 3 – $\Delta/\lambda = 0,839$

эффективность управления интенсивностью излучаемых гармоник посредством изменения толщины диэлектрического слоя увеличивается с возрастанием параметра ε МДС.

Отличительной особенностью металлодиэлектрического канала рис. 4.1, по сравнению с МДС без экрана, является наличие резонансных областей энергетических характеристик при изменении расстояния между металлическим экраном и поверхностью ленточной ДР. В частности на рис. 4.6а,б, для зон Бриллюэна $4_{0,-1,-2}^{-1}$, 5_{-1}^{-1} приведены зависимости относительной интенсивности гармоник излучения с изменением относительного расстояния h/λ до отражающего экрана. Как видно из графиков, в исследуемых системах наблюдаются резонансы в зависимостях S/S_{\max} от h/λ . В частности, при значениях $h \approx (2p+1)(\lambda/4)$ (где $p = 0,1,2,\dots$) энергия излучения минимальна в диэлектрической среде для гармоники $S_{0\varepsilon}$, а для гармоники $S_{-1\nu}$ – максимальна, что свидетельствует о

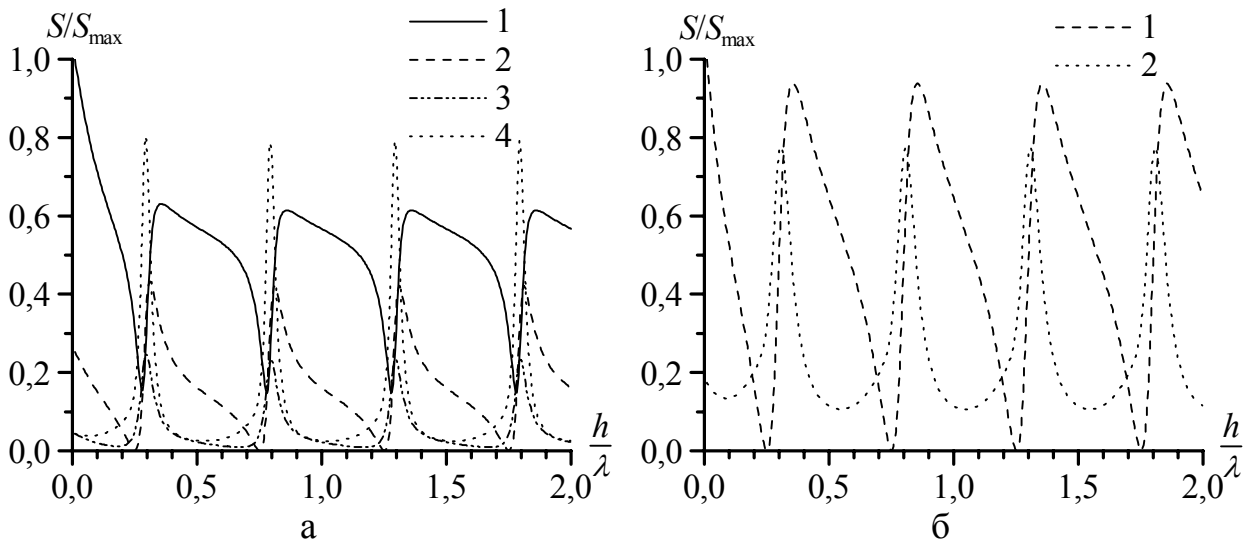


Рис. 4.6. Зависимости относительной интенсивности дифракционно-черенковского излучения от расстояния до экрана h/λ для различных зон Бриллюэна ($\varepsilon = 2,05$; $u = 0$; $\Delta/\lambda = 0,898$; $a/\lambda = 0,01$): а – $\kappa = 0,788$; $\beta = 0,788$; 1 – $S_{0\varepsilon}$; 2 – $S_{-1\varepsilon}$; 3 – $S_{-2\varepsilon}$; 4 – $S_{-1\nu}$; б – $\kappa = 0,598$; $\beta = 0,598$; 1 – $S_{-1\varepsilon}$; 2 – $S_{-1\nu}$

накоплении энергии в объеме ограниченном поверхностью диэлектрика и экраном. При значениях $h \approx p(\lambda/2)$ интенсивности черенковской гармоники $S_{0\varepsilon}$ и минус первой гармоники $S_{-1\varepsilon}$ являются преобладающими во всем диапазоне изменения h/λ . При этом установлено, что в зоне Бриллюэна $4_{0,-1,-2}^{-1}$ отрицательные гармоники, излучаемые в диэлектрическую среду, противофазны по амплитуде гармонике $S_{0\varepsilon}$, что позволяет путем изменения параметра h/λ регулировать уровни интенсивностей гармоник излучения по различным каналам трансформации объемных волн в МДК.

4.4. Численное моделирование электронно-волновых процессов в открытом волноводе с металлодиэлектрическим слоем

В целях выяснения влияния диэлектрического слоя на электронно-волновые процессы, происходящие в объеме открытого волновода,

дисперсионное уравнение (4.20) решалось в интервале значений диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 1 \div 160$. Условие $\varepsilon = 1$ соответствовало отсутствию диэлектрика между решеткой и металлическим зеркалом. Предельное значение диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 160$ соответствовало режиму возможного черенковского излучения для заданных значений β . Промежуточные значения ε позволили проанализировать волновые процессы в ОВ при заполнении его диэлектриком. Так, на рис. 4.7а представлено решение уравнения (4.20) в виде графических зависимостей действительных и мнимых составляющих коэффициента распространения μ от относительной скорости электронного потока β при $\varepsilon = 1$, которые соответствуют излучению объемных волн по нормали ($\gamma_{-1} \approx 90^\circ$). Этот режим характеризуется значительным ростом инкремента нарастания, связанным с максимальным преобразованием энергии ЭП в дифракционное излучение под углом близким к $\pi/2$. В области $\mu \approx 0$ в объеме волновода распространяются две волны с собственными волновыми числами μ . Причем фазовая скорость первой волны совпадает по направлению со скоростью ЭП, а вторая волна противоположна ей. Волны 3 и 4 являются, соответственно, медленной волной пространственного заряда (МВПЗ) и быстрой волной пространственного заряда (БВПЗ). Волны 1 и 2 являются объемными волнами периодической структуры, излучаемыми под углами (4.21). Два корня дисперсионного уравнения, имеющие отличные от нуля мнимые части коэффициента распространения $|\text{Im} \mu|$, указывают на возможность возбуждения объемных волн дифракционного излучения под углом $\gamma_{-1} = 95,04^\circ$ (волна 2 на рис. 4.7а) и $\gamma_{-1} = 86,01^\circ$ (волна 1 на рис. 4.7а), с передачей энергии от пучка полю посредством БВПЗ и МВПЗ. При этом, с увеличением скорости ЭП происходит взаимодействие с БВПЗ, а при дальнейшем росте β – с МВПЗ. На рис. 4.7б приведены зависимости решения дисперсионного уравнения (4.20) при наличии диэлектрического слоя с $\varepsilon = 100$. Введение диэлектрика приводит к изменению

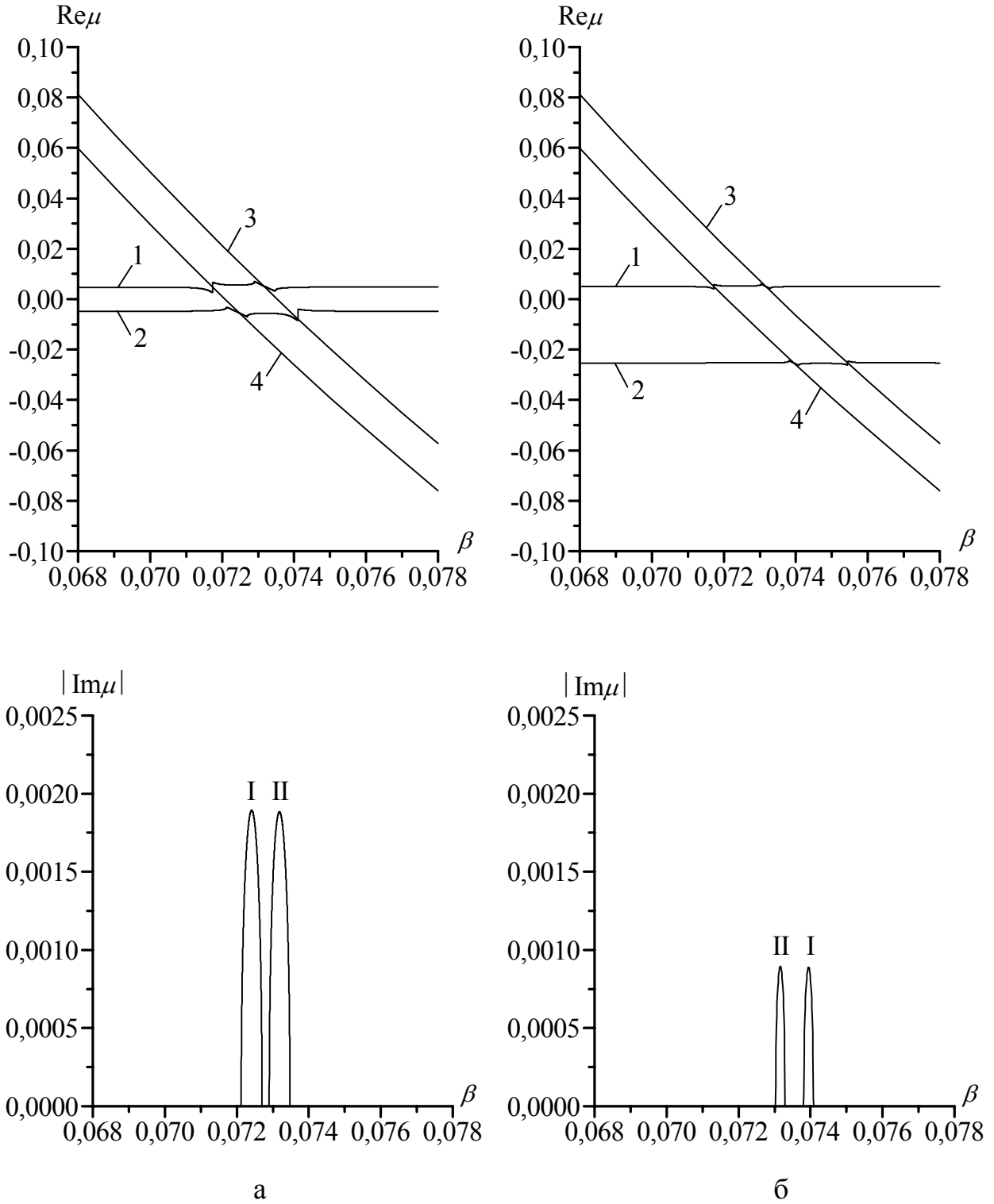


Рис. 4.7. Решение дисперсионного уравнения (4.20) при $\kappa = 0,0728$:
 а – $\varepsilon = 1$; $\chi = 10$; б – $\varepsilon = 100$; $\chi = 8,8915$

пространственного распределения углов дифракционного излучения. Так, в результате взаимодействия ЭП с БВПЗ возбуждение ДИ происходит под углом $\gamma_{-1} = 110,34^\circ$ (волна 2 на рис. 4.7б), а в случае взаимодействия с МВПЗ угол излучения $\gamma_{-1} = 86,06^\circ$ (волна 1 на рис. 4.7б). При этом, наблюдается уменьшение максимумов инкремента нарастания амплитуды объемных волн 1, 2 примерно в 2 раза, и смещение области взаимодействия волны периодической структуры с БВПЗ (область I на рис. 4.7б) в сторону больших значений скорости ЭП. С увеличением ε происходит уменьшение интервалов возбуждения колебаний по параметру β , что свидетельствует о повышении добротности резонансной системы за счет увеличения эффективного расстояния между зеркалами ОВ в результате введения диэлектрического слоя с высокими значениями ε .

Следует также отметить, что существенное влияние на характеристики колебаний в ОВ оказывают параметры χ и ζ , что проиллюстрировано на рис. 4.8а,б. При этом, данная теоретическая модель предполагает равномер-

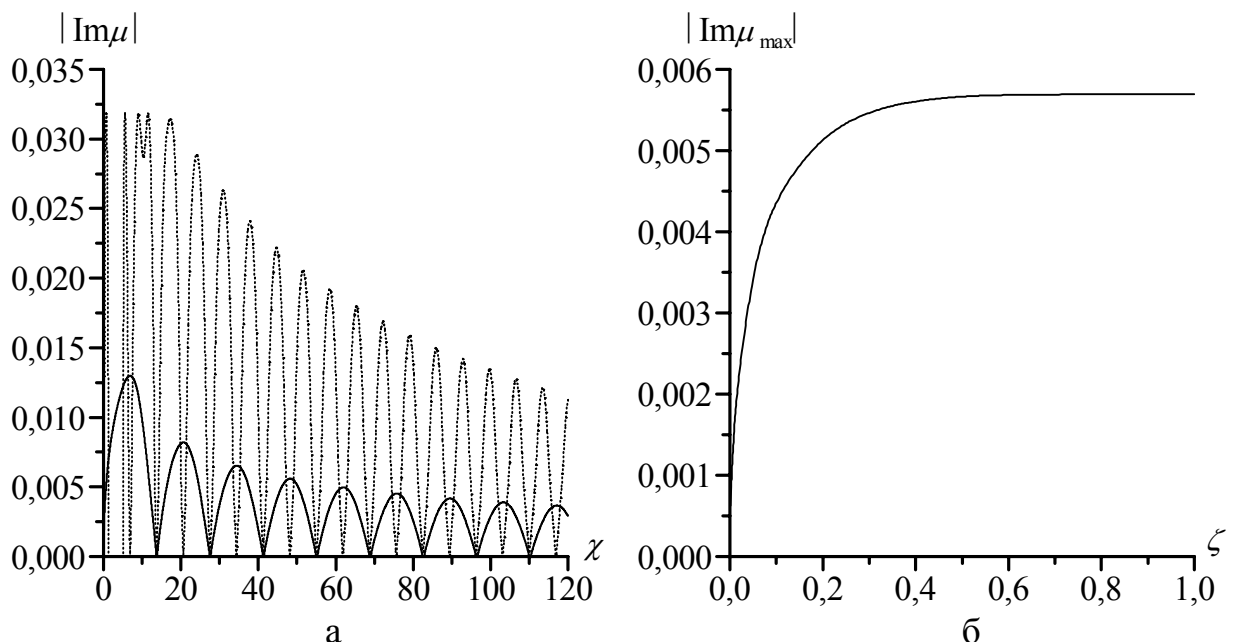


Рис. 4.8. Зависимость амплитуд инкремента нарастания волны от относительного расстояния между зеркалами ОВ χ (а) и толщины ЭП ζ (б): а – $\varepsilon = 1$ (—); $\varepsilon = 4$ (.....); $\kappa = 0,0728$; $\beta = 0,0732$; $\chi = 0,01$; б – $\varepsilon = 1$; $\kappa = 0,0728$; $\beta = 0,0732$; $\chi = 10$

ное распределение поля на поверхности периодической структуры по толщине ЭП. Поэтому значение ζ должно коррелировать с оптимальным значением толщины ЭП, которое согласно [12], определяется по формуле $r = 0,19\beta\lambda$ и соответствует в миллиметровом диапазоне значениям $r \approx 0,05$ мм.

Выводы к разделу 4

1. В приближении заданного тока, для модели планарной электродинамической системы проведен численный анализ плотности энергии излучений в диэлектрическую среду и свободное пространство при конечной толщине диэлектрического слоя.

2. Установлено, что преобладающей в исследуемой системе является основная гармоника $S_{0\varepsilon}$, однако при изменении электродинамических параметров МДК, возможно увеличение интенсивности высших гармоник излучения до уровня $S_{0\varepsilon}$.

3. Численно проанализированы особенности возбуждения АДИ и проведен сравнительный анализ его свойств с ЧИ и ДЧИ при изменении параметров электродинамической системы и электронного потока. Установлено, что при изменении параметров МДС интенсивность высших гармоник АДИ может превышать интенсивность $S_{-1\varepsilon}$ дифракционной гармоники. Путем теоретического анализа продемонстрирована перспективность использования данного вида излучения в практических устройствах электроники СВЧ, изготовленных по планарной технологии.

4. Проведен численный анализ дисперсионного уравнения ОВ с металлодиэлектрическим слоем в режиме резонансного возбуждения колебаний. Показано, что путем соответствующего подбора электродинамических параметров ОВ: относительной скорости и толщины ЭП, относительной диэлектрической проницаемости и толщины металлодиэлектрического слоя, расстояния между зеркалами ОВ, возможно увеличение инкремента нарастания колебаний в 35 раз.

РАЗДЕЛ 5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВИТЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСНЫХ СТРУКТУРАХ

Проведено экспериментальное моделирование волновых процессов в ОР с периодическими металлическими и металлодиэлектрическими неоднородностями различных модификаций. Показана возможность увеличения ширины полосы пропускания по частоте для электродинамических систем ОР с двойными периодическими металлическими дифракционными решетками [97,116,117]. Исследованы системы, реализованные в виде ОР с металлодиэлектрическим включением, в которых возможно эффективное управление спектром и амплитудой колебаний посредством изменения электродинамических параметров металлодиэлектрической структуры [29,34,92-97,116,117]. На основе таких систем обсуждаются варианты практической реализации конкретных устройств электроники МСМ волн типа ГДИ и черенковской ЛОВ.

5.1. Электродинамические характеристики связанных открытых резонаторов

Резонансные электродинамические системы, схематически представленные на рис. 1.6з, рис. 1.6и, обладают свойством симметрии относительно распределенного источника излучения, которое заключается в том, что их объем можно условно разбить на два резонансных полусферических пространства, между которыми осуществляется связь посредством взаимодействия через электромагнитные поля. Из чего следует, что свойства двойных ленточных и отражательных ДР не только будут определять эффективность преобразования поверхностных волн в объемные, но и в значительной степени влиять на процессы энергообмена между

эквивалентными полусферическими резонаторами, что в конечном итоге будет определять их выходные электродинамические характеристики. В этом плане, исследования периодических металлических излучающих систем типа двойная ленточная и двойная отражательная ДР представляют самостоятельную задачу.

5.1.1. Пространственные характеристики излучающих систем.

Диаграммы направленности излучающих систем одиночной и двойной ленточных ДР при возбуждении диэлектрическим волноводом на частоте $f = 77$ ГГц показаны на рис. 5.1. Установлено, что максимум мощности диаграммы направленности (ДН) излучения соответствует углу 90° , а ее отклонение при отстройке частоты возбуждающего сигнала в заданном диапазоне ($f = 69 \div 80$ ГГц) не превышает $\pm 10^\circ$. При этом, интенсивность ДН одиночной ленточной ДР слабо зависит от прицельного параметра в интервале $a = 0 \div 0,4$ мм, что проиллюстрировано на рис. 5.2. Вместе с тем, на интенсивность ДН двойной ленточной ДР оказывает существенное влияние не только прицельный параметр, но и расстояние, на котором расположены ленточные решетки друг от друга. Установлено, что максимум интенсивности ДН излучения наблюдается при расстоянии между решетками порядка λ .

В целях определения свойств электродинамической системы представленной на рис. 1.6и, исследовались пространственные характеристики двойной ОДР, которые представлены на рис. 5.3. Максимальное значение интенсивности ДН для такой системы (график 2 на рис. 5.3) наблюдалось в области $\gamma_{-1v} \approx 90^\circ$, что коррелирует с углом излучения максимума интенсивности ДН одиночной ОДР (график 1 на рис. 5.3). В случае симметричного расположения ламелей ДР относительно их образующих, амплитуда интенсивности ДН была на порядок меньше чем для одиночной ДР, что указывает на низкую эффективность такой излучающей системы. В результате смещения ламелей двойной ОДР наблюдалось увеличение интенсивности ДН в четыре раза. Зависимость максимального значения амплитуды ДН от величины смещения ламелей ДР приведена на рис. 5.4.

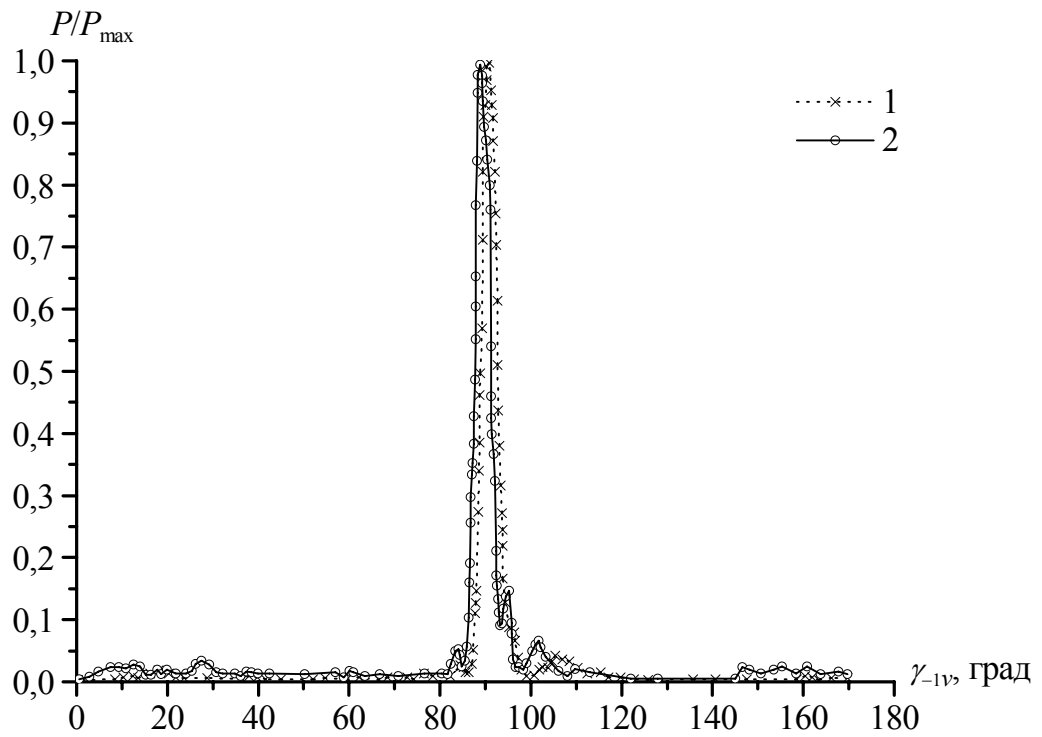


Рис. 5.1. Диаграммы направленности излучения одиночной (1) и двойной (2) ленточных ДР при возбуждении ДВ

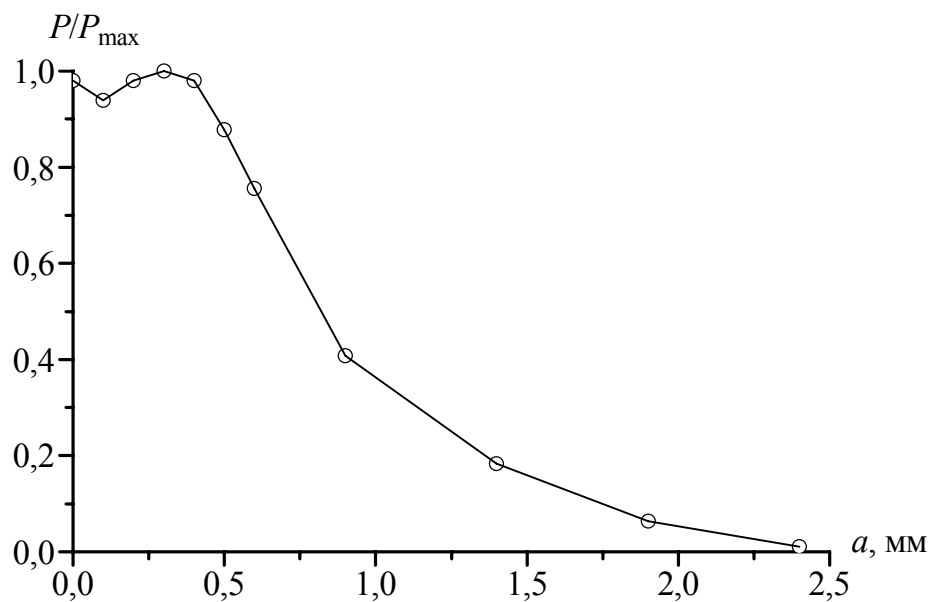


Рис. 5.2. Зависимость относительной интенсивности ДН ленточной ДР от прицельного параметра a

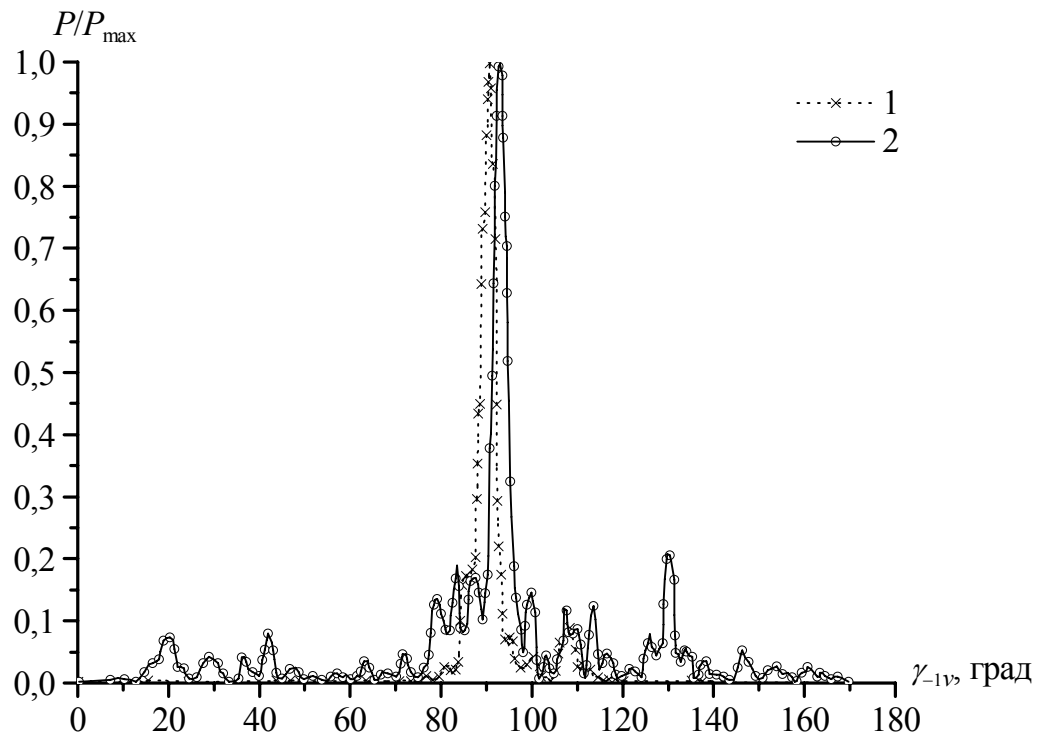


Рис. 5.3. Диаграммы направленности излучения одиночной (1) и двойной (2) ОДР при возбуждении ДВ

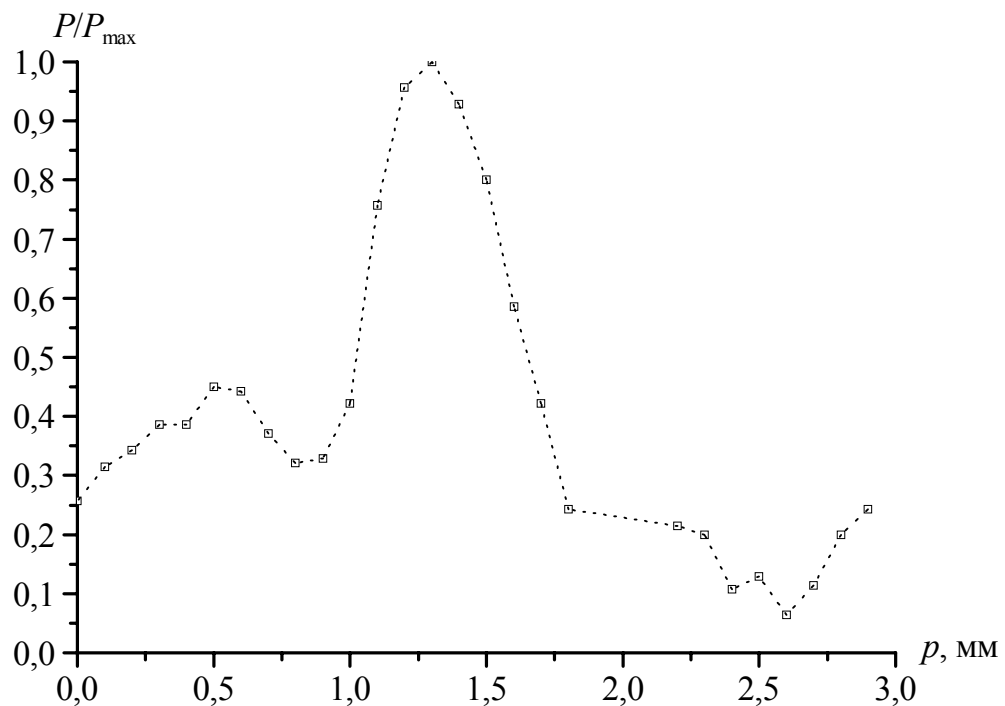


Рис. 5.4. Зависимость интенсивности ДН двойной ОДР от величины смещения lamелей решеток

Как следует из графика, наиболее оптимальный режим, который соответствует максимуму излучаемой мощности, можно получить при сдвиге ламелей ДР на величину $p = 1,3$ мм. При этом, смещение ДР относительно симметричного положения оказывает влияние не только на интенсивность ДН, но и на угол излучения, который изменяется в диапазоне $90^\circ \div 100^\circ$ для интервала частот $f = 69 \div 80$ ГГц.

5.1.2. Спектральные и резонансные характеристики связанных ОР.

Для выяснения степени влияния периодических металлических неоднородностей типа ленточных ДР на электродинамические характеристики ОР, в плане определения особенностей формирования колебаний в связанных системах, их возбуждение осуществлялось волноводным трактом через щель связи одного из зеркал по методике описанной в разделе 2.

В простейшем случае, исследуемая система будет состоять из сфероидального ОР с одиночной ленточной ДР. В таком резонаторе, связь между объемами реализуется через дифрагированное на ленточной решетке поле. Дифракционная решетка делит объем ОР на два связанных полусферических ОР, что показано на рис. 5.5, путем сравнения резонансных характеристик полусферического резонатора при расстоянии между зеркалами системы $H = 19,6$ мм и сфероидального резонатора с ленточной ДР в центральной части, при удвоенном расстоянии между зеркалами ОР $H = 39,2$ мм. При этом ленточная ДР осуществляет связь двух полусферических ОР с одновременной фильтрацией углового спектра плоских волн, возбуждаемых в системе. Это приводит к возбуждению ОР практически на одной частоте, что обусловлено селективными свойствами используемой ДР [12]. При этом [28], максимальная связь полей между объемами ОР через ДР наблюдается при значениях $H \approx (\lambda/4)(2N + 1)$, а минимальная связь между ОР характерна для значений $H \approx (\lambda/2)N$, $N = 1, 2, 3, \dots$. Экспериментальные исследования показали, что максимальная

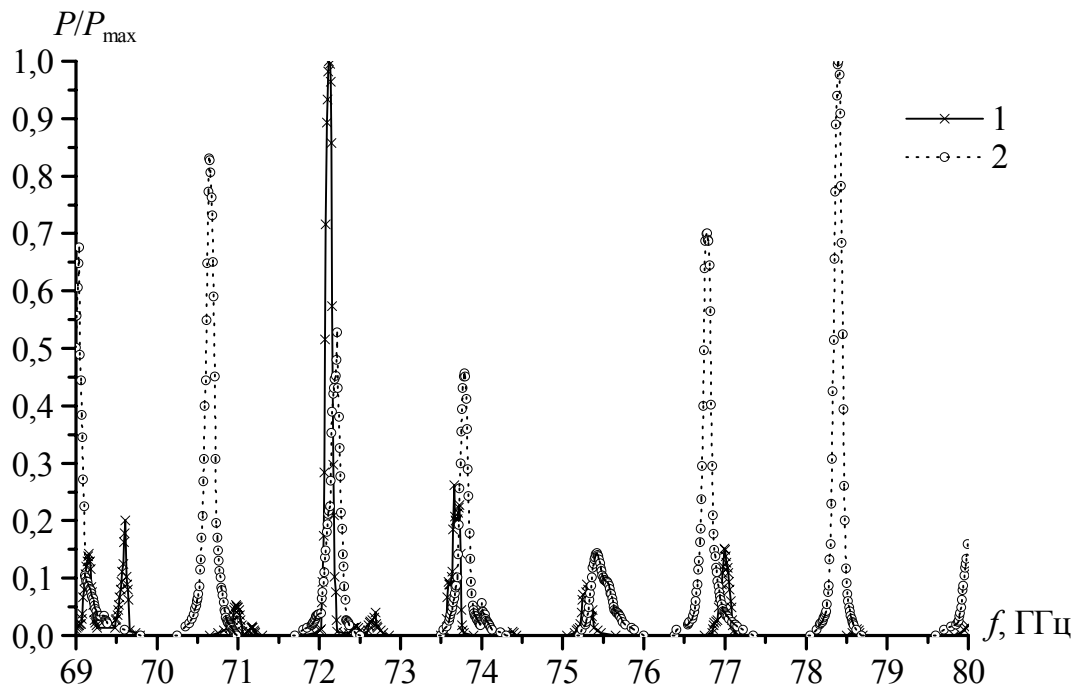


Рис. 5.5. Резонансные характеристики сферического ОР с периодической металлической ленточной ДР: 1 – сферический ОР с ленточной ДР ($H = 39,2$ мм); 2 – полусферический ОР ($H = 19,6$ мм)

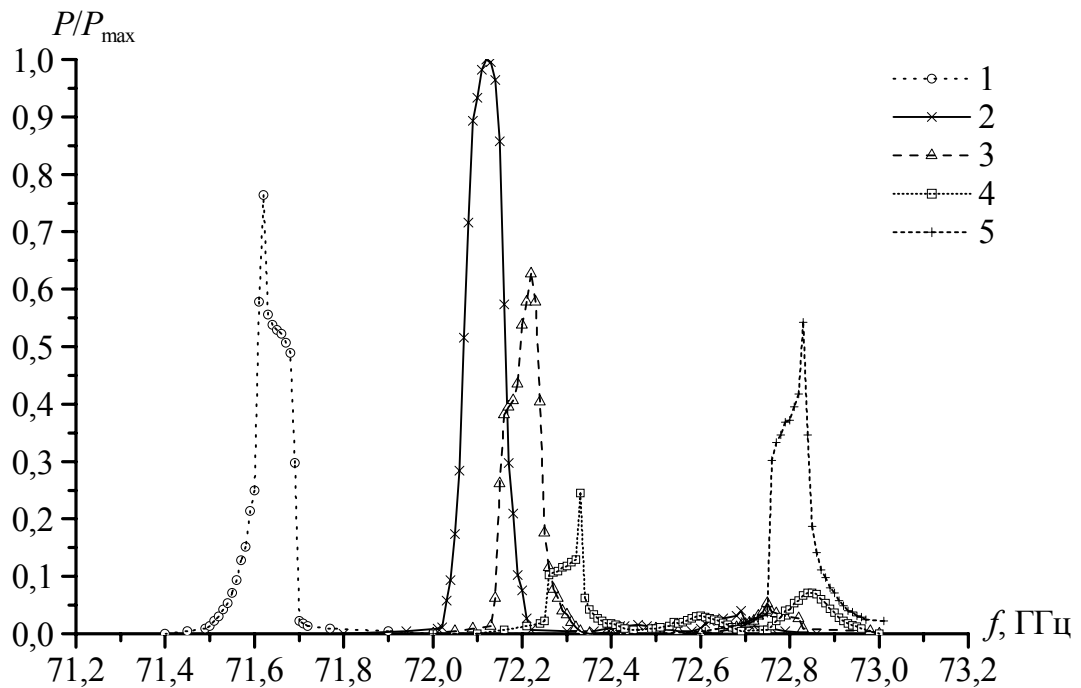


Рис. 5.6. Резонансные характеристики сферического ОР с ленточной ДР в увеличенном масштабе частот: 1 – $H = 39,4$ мм; 2 – $H = 39,2$ мм; 3 – $H = 39,1$ мм; 4 – $H = 39,0$ мм; 5 – $H = 38,8$ мм

амплитуда колебаний в связанном ОР такого типа реализуется для равных расстояний между зеркалами резонатора относительно ленточной ДР, т.е. при настройке связанных ОР на одинаковые частоты. При изменении H , относительно симметричного положения системы, наблюдается уменьшение амплитуды колебаний с одновременным сдвигом максимума резонансной характеристики в сторону меньших или больших частот, при увеличении или уменьшении, соответственно, расстояния между зеркалами резонатора. Результаты данных исследований проиллюстрированы на рис. 5.6, путем построения семейства резонансных кривых для различных H .

Естественным переходом от простейшей резонансной системы с одиночной ленточной ДР к более сложной, является сфероидальный ОР с двойной ленточной ДР, общий вид которого приведен на рис. 1.63. Спектры колебаний связанной системы такого вида качественно коррелируют со спектром колебаний полусферического ОР без неоднородностей. В частности, при возбуждении системы на частоте $f = 72$ ГГц типы колебаний, характеризуют сильную связь между полями ОР, выражающуюся в увеличении ширины спектральной линии колебаний и увеличении амплитуды основного типа колебания при малых значениях H . С увеличением частоты возбуждения ОР до значений $f = 77$ ГГц максимальная амплитуда излучения наблюдается для основного типа колебания. Вместе с тем, в отличие от предыдущего случая, при малых расстояниях между зеркалами $H \leq 26$ мм, для основного типа колебания наблюдается существенное снижение его амплитуды, что может объясняться разрушением структуры поля между зеркалами ОР.

Исследование резонансных характеристик сфероидального ОР с двойной ленточной ДР показало, что при оптимальной настройке двух эквивалентных полусферических ОР, связанных через ленточные ДР, полоса пропускания такой системы может быть в несколько раз больше, чем для базового ОР. Кроме того, с изменением H одного из зеркал, относительно плоскости ДР, возможно управление спектром колебаний: например

подавление колебаний в высокочастотной (низкочастотной) области спектра и увеличение их амплитуды в низкочастотной (высокочастотной) области. Так, в частности, на рис. 5.7 представлены резонансные кривые ОР со связью через ленточные ДР для случая возбуждения через щель связи одного из зеркал. Установлено, что для системы рис. 1.63 с параметрами $H_1 = 7,8$ мм и $H_2 = 17,2$ мм ширина резонансных кривых Δf на уровне $0,5P_{\max}$ возрастает,

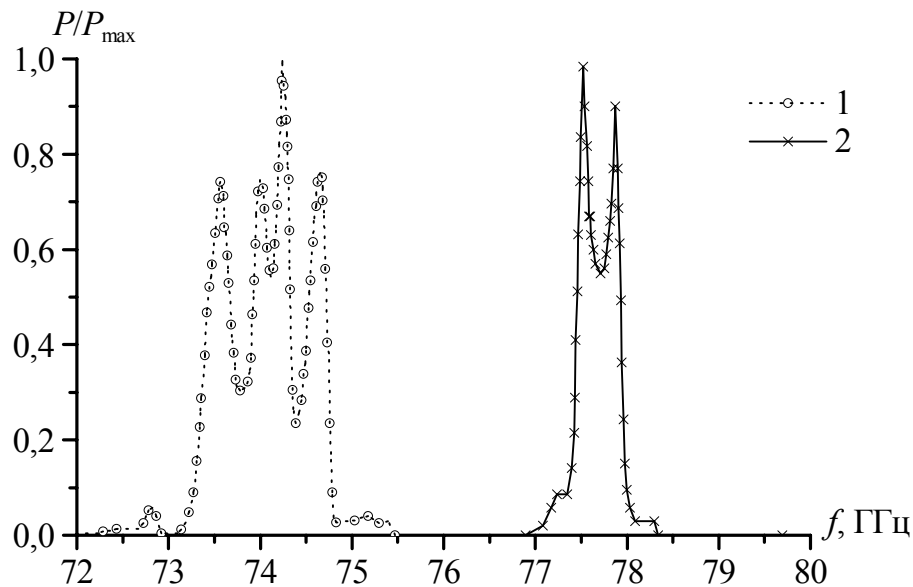


Рис. 5.7. Резонансные характеристики сфероидаального ОР с двойной ленточной ДР при возбуждении системы через щель связи одного из зеркал: 1 – $H_1 = 7,8$ мм; $H_2 = 17,2$ мм; 2 – $H_1 = 7,8$ мм; $H_2 = 10,4$ мм

по отношению к базовой системе, в 3 – 3,5 раза (график 1 на рис. 5.7). Здесь H_1 и H_2 , соответственно, расстояния между верхним и нижним зеркалами ОР и плоскостями ленточных ДР (рис. 1.63). В интервале частот $f \approx 73,5 \div 74,7$ ГГц уровень амплитуды колебаний не уменьшается до значений $0,25P_{\max}$. При этом наблюдается селекция колебаний в области высоких частот. С уменьшением H , посредством перемещения одного из зеркал, до значений $H_2 = 10,4$ мм, наблюдается смещение резонансных кривых в область высоких частот, с увеличением ширины резонансной кривой до значений $\Delta f = 0,5$ ГГц (график 2 на рис. 5.7). Аналогичные

зависимости наблюдаются во всем интервале изменения H , и свидетельствуют о возможности управления спектральными характеристиками ОР с двойной ДР. При этом, как отмечено в работе [64] добротность системы связанных резонаторов может превышать добротность отдельно взятого резонатора, за счет перераспределения энергии при взаимодействии электромагнитных полей в ОР. Для идентичных ОР общая добротность системы – не ниже добротности одиночных резонаторов, что указывает на возможность расширения полосы пропускания системы связанных ОР, с сохранением высоких значений добротности.

При использовании описанных выше многосвязных открытых электродинамических систем в электровакуумных приборах миллиметрового диапазона волн, возбуждение их резонансных систем осуществляется распределенным источником излучения, параметры которого в значительной степени влияют на их выходные характеристики. Качественный анализ волновых процессов в таких устройствах можно проанализировать путем замены ЭП распределенным источником излучения типа ДВ.

При возбуждении системы рис. 1.63 планарным диэлектрическим волноводом (модель ГДИ на связанных ОР) установлено, что ее полоса пропускания, при определенных параметрах может превышать полосу пропускания при возбуждении через щель связи (рис. 5.7) и базового ОР (рис. 3.6). На определенных частотах, в спектре ОР наблюдаются стабильные колебания высокой амплитуды, которые присутствуют в широком интервале изменения H . Это объясняется тем, что в заданном диапазоне частот излучение с ленточных ДР происходит под углом близким к 90° , относительно плоскости решеток, и приводит к максимальному накоплению энергии в связанных ОР. В частности, на рис. 5.8 представлены резонансные характеристики связанных ОР со связью через двойную ленточную ДР при возбуждении системы поверхностной волной ДВ. При расстояниях между сферическими зеркалами и плоскостью ленточных ДР $H_1 = 4,5$ мм и $H_2 = 7,8$ мм ширина резонансной кривой составляла $\Delta f \approx 1,2$ ГГц (график 1 на

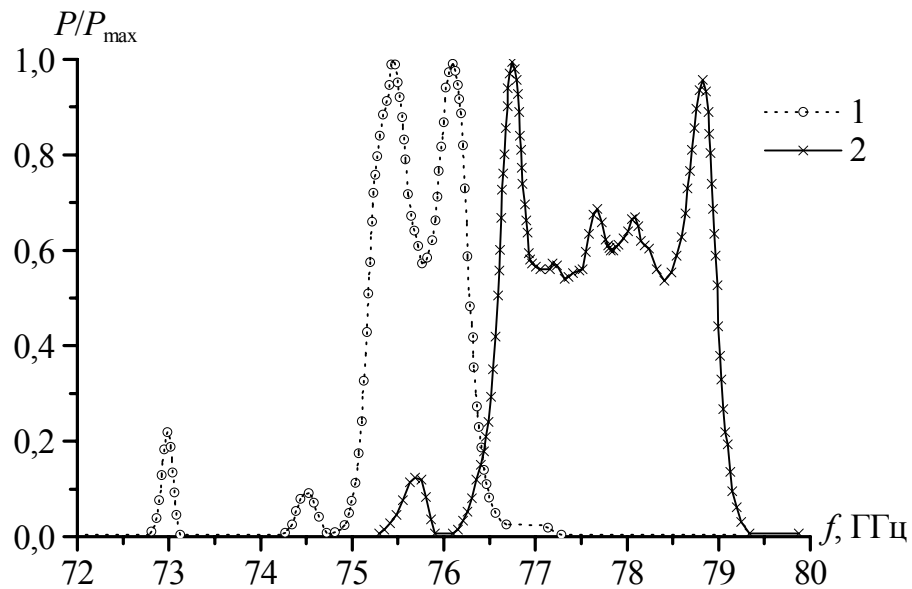


Рис. 5.8. Резонансные характеристики сфероидального ОР с двойной ленточной ДР при возбуждении диэлектрическим волноводом: 1 – $H_1 = 4,5$ мм; $H_2 = 7,8$ мм; 2 – $H_1 = 8$ мм; $H_2 = 7,8$ мм

рис. 5.8). При смещении в область высоких частот ($f \approx 76,6 \div 79$ ГГц) максимальная полоса пропускания связанной системы, при примерно равных расстояниях между зеркалами $H_1 = 8$ мм и $H_2 = 7,8$ мм, на уровне $0,5P_{\max}$ увеличивалась до значений $\Delta f \approx 2,4$ ГГц (график 2 на рис. 5.8), что в заданном диапазоне f , примерно, соответствовало режиму излучения объемных волн по нормали к плоскости ДР.

Для системы ОР с двойной ОДР (рис. 1.6и) исследовалось влияние расстояния верхнего (H_1) и нижнего (H_2) сферических зеркал до ОДР на спектр колебаний и резонансные характеристики. При этом, случай $H_2 = 0$ мм соответствовал полусферическому ОР, плоское зеркало которого выполнено в виде двойной ОДР [28]. Типичные спектры колебаний таких систем, для двух частот, представлены на рис. 5.9. Из графиков рис. 5.9а видно, что на частоте $f = 77$ ГГц амплитуда колебаний полусферического ОР с двойной ОДР в 4 раза превышает амплитуду колебаний сфероидального ОР. При изменении частоты наблюдается увеличение амплитуды колебаний в 10 раз для сфероидального ОР с двойной ОДР, по сравнению с

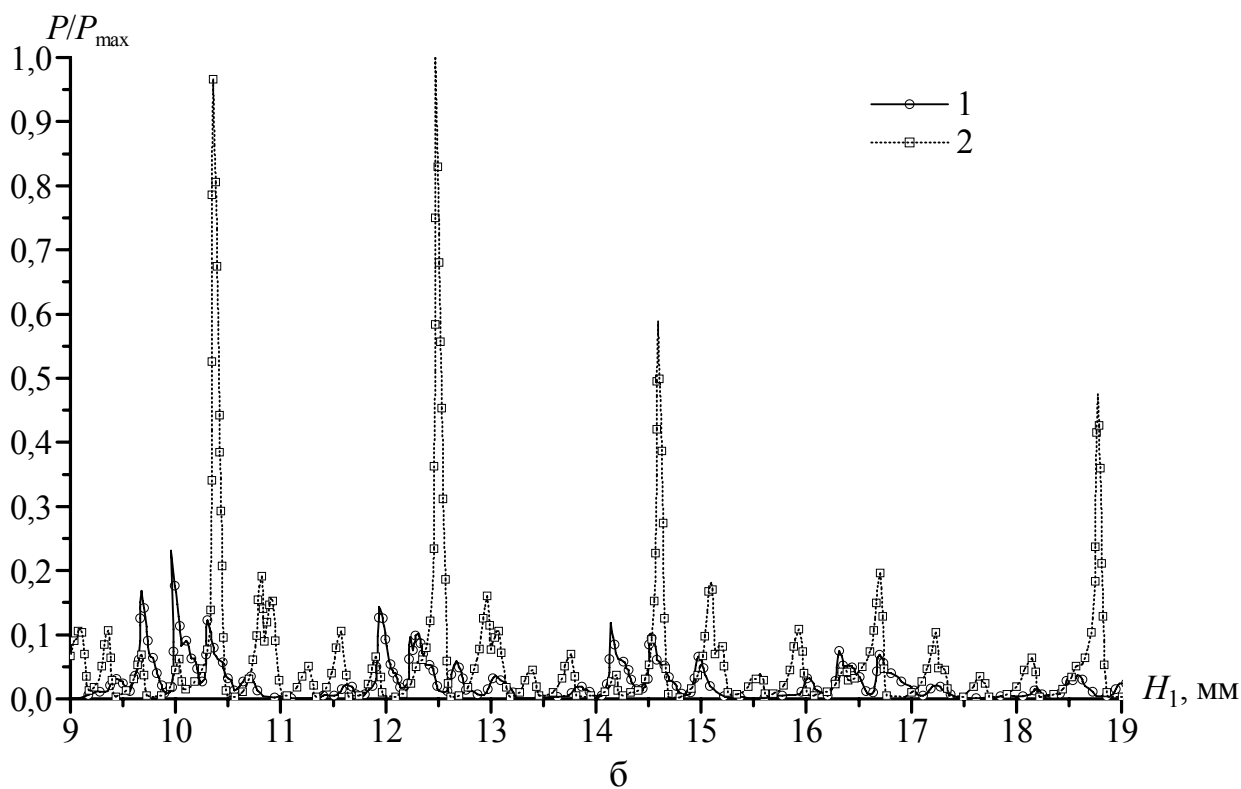
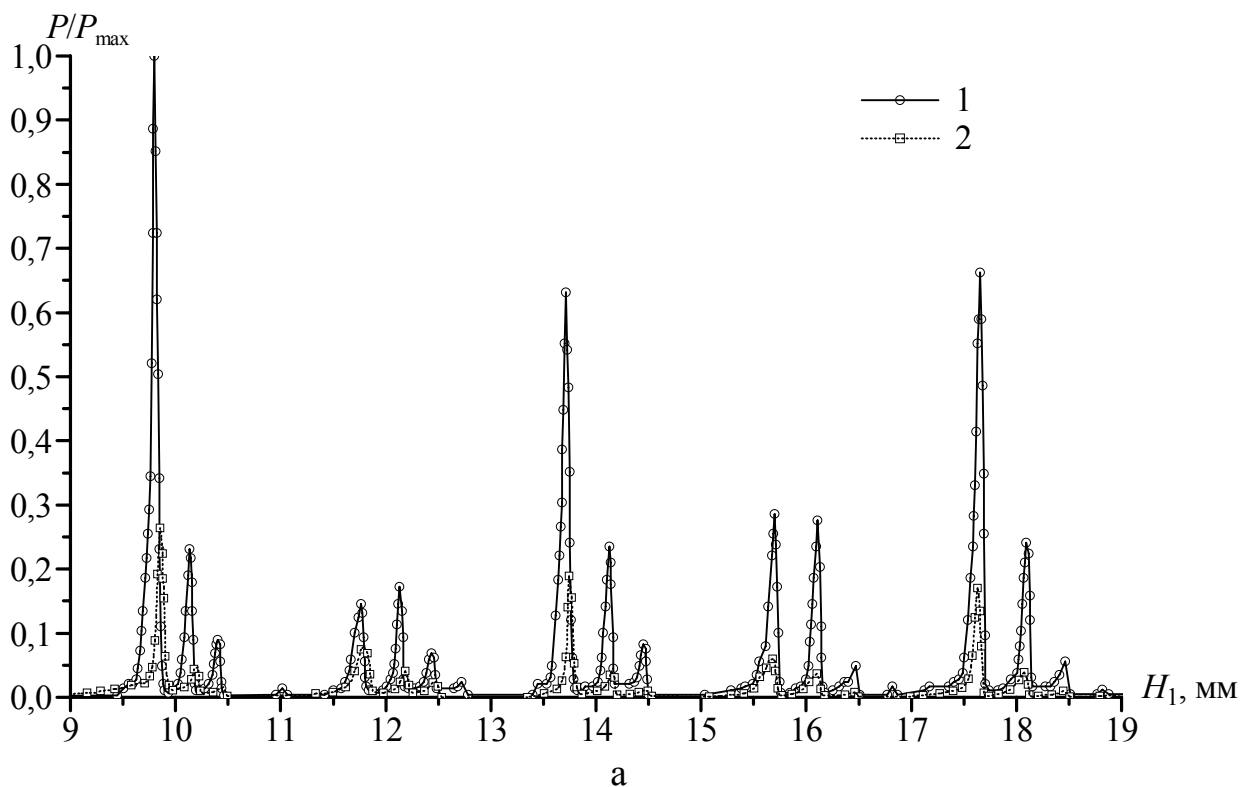


Рис. 5.9. Спектральные характеристики ОР с двойной ОДР: а – $f = 77$ ГГц; б – $f = 72$ ГГц; 1 – полусферический ОР с плоским зеркалом в виде двойной ОДР ($H_2 = 0$ мм); 2 – сфероидальный ОР с двойной ОДР ($H_2 = 8,2$ мм)

полусферическим ОР, что проиллюстрировано на рис. 5.9б.

Резонансные характеристики сфероидального ОР с двойной ОДР рис. 5.10 указывают на возможность эффективного управления спектром колебаний резонатора, путем перемещения нижнего зеркала (рис. 1.6и). При этом, за счет появления дополнительного резонансного объема увеличивается запасенная в системе энергия, что приводит к увеличению амплитуды колебаний в 3 раза, по сравнению с полусферическим ОР с двойной ОДР. Режим, при котором наблюдается наибольшая амплитуда колебаний, осуществляется при настройке резонансных объемов на типы колебаний, отличающиеся только продольным индексом. При этом, если перемещение зеркал происходит синфазно в направлении уменьшения или увеличения расстояния по отношению к плоскости ОДР, то резонансная характеристика смещается, соответственно, в сторону больших или меньших частот, с сохранением уровня амплитуды колебаний. Таким образом, если закрепить зеркало ОР на общем корпусе, можно с помощью одного перемещающего устройства вести перестройку резонатора в широкой полосе частот. При настройке эквивалентных полусферических резонаторов на близкие частоты полоса пропускания такой системы, по сравнению с базовым сфероидальным резонатором, может быть увеличена примерно в 10 раз и составлять величину $\Delta f = 0.82$ ГГц, что проиллюстрировано на рис. 5.11.

5.2. Электродинамические характеристики планарных периодических металлодиэлектрических структур

В отличие от периодических металлических неоднородностей, на которых возможна реализация трансформации поверхностных волн в объемные по каналам ДИ, планарные периодические металлодиэлектрические структуры позволяют осуществлять трансформацию энергии по каналам ДЧИ, что дает возможность исследовать комбинированное влияние ленточной ДР и диэлектрического слоя на

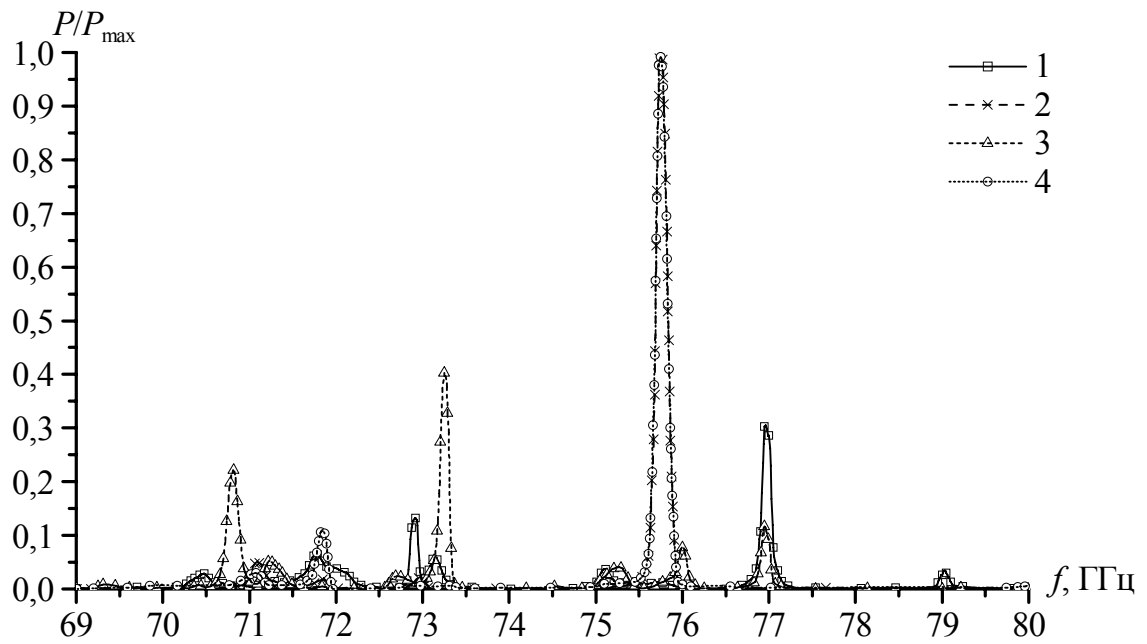


Рис. 5.10. Резонансные характеристики сфероидаьного ОР с двойной ОДР: 1 – $H_1 = 9,9$ мм; $H_2 = 0$ мм; 2 – $H_1 = 9,9$ мм; $H_2 = 7,3$ мм; 3 – $H_1 = 9,9$ мм; $H_2 = 8,2$ мм; 4 – $H_1 = 9,9$ мм; $H_2 = 9,3$ мм

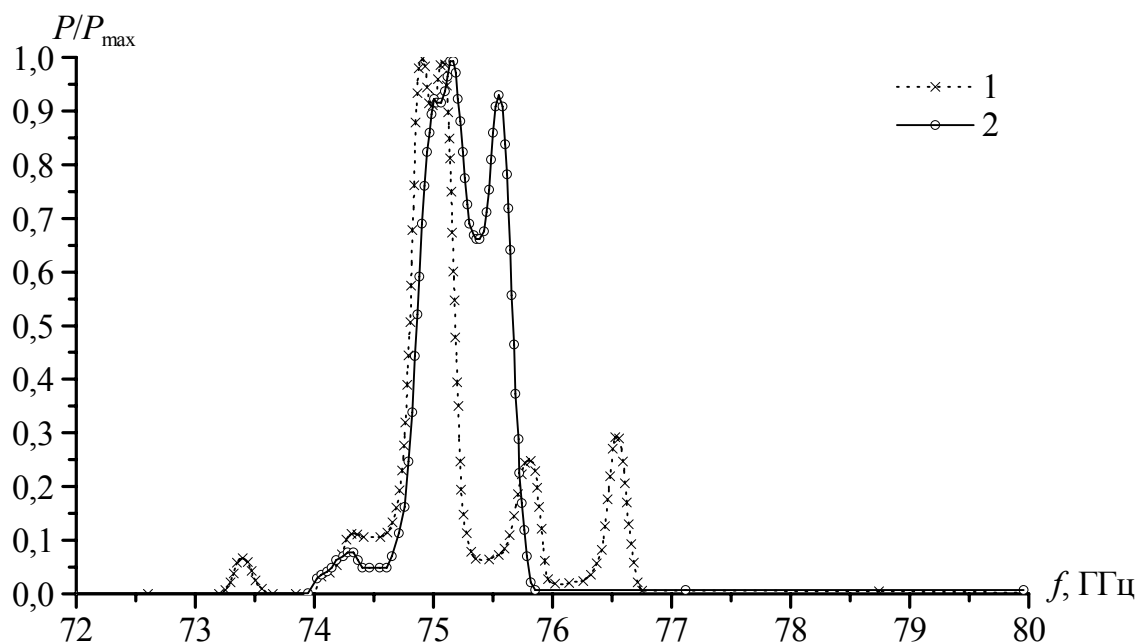


Рис. 5.11. Резонансные характеристики сфероидаьного ОР с двойной ОДР: 1 – $H_1 = 7,9$ мм; $H_2 = 3,6$ мм; 2 – $H_1 = 3,8$ мм; $H_2 = 3,4$ мм;

характеристики пространственно развитых электродинамических систем.

В этом плане, с точки зрения определения влияния планарных МДС на резонансные и спектральные характеристики ОР, исследована электродинамическая система представленная на рис. 1.6ж, которая образована полусферическим ОР с ОДР и металлодиэлектрической структурой. Последняя состоит из диэлектрической призмы на боковой поверхности которой нанесена ленточная ДР рис. 5.12. Совокупность параметров ленточной ДР: периода решетки l и коэффициента заполнения

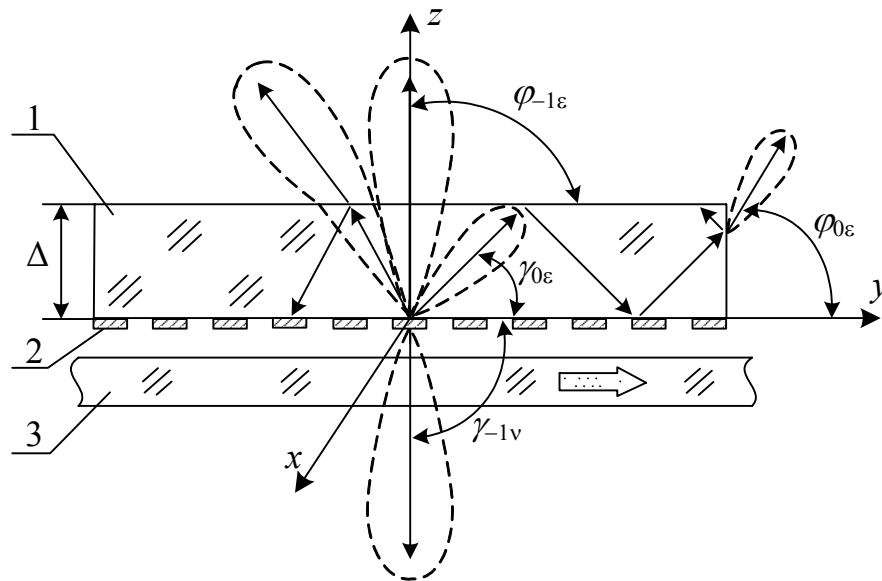


Рис. 5.12. Волновая модель ДЧИ в планарной МДС: 1 – ДП, 2 – ленточная ДР, 3 – ДВ

u , относительной диэлектрической проницаемости призмы ε , относительной фазовой скорости волны в волноводе (относительной скорости ЭП) β с учетом (4.18), (4.19) определяют пространственные характеристики МДС.

5.2.1. Определение параметров исследуемых МДС. Параметры электродинамических систем МДС из фторопласта, для которых реализуются зоны Бриллюэна, соответствующие черенковскому, дифракционно-черенковскому и аномальному дифракционному излучениям, приведены в таблице 5.1. Из таблицы видно, что зоны 1_0 , $4_{0,-1,-2}^{-1}$ и 3_{-1} реализуются

Таблица 5.1

Параметры электродинамических систем
исследуемых МДС для ДП из фторопласта ($\varepsilon = 2,05$)

u		+0,5	+0,3	0	-0,3	-0,5	-0,8
зона 1_0	l (мм)	1,169 $\pm 0,265$	1,169 $\pm 0,265$	1,169 $\pm 0,265$	1,169 $\pm 0,265$	1,169 $\pm 0,265$	1,169 $\pm 0,265$
	d (мм)	0,39	0,471	0,584	0,698	0,779	0,929
	β_g	0,788 (0,78 \div 0,81)					
	κ	0,3 (0,332 \div 0,368)					
зона $4_{0,-1,-2}^{-1}$	l (мм)	3,07 $\pm 0,14$	3,07 $\pm 0,14$	3,07 $\pm 0,14$	3,07 $\pm 0,14$	3,07 $\pm 0,14$	3,07 $\pm 0,14$
	d (мм)	1,023	1,237	1,535	1,833	2,047	2,441
	β_g	0,788 (0,78 \div 0,81)					
	κ	0,788 (0,752 \div 0,824)					
зона 3_{-1}	l (мм)	1,364 $\pm 0,085$	1,364 $\pm 0,085$	1,364 $\pm 0,085$	1,364 $\pm 0,085$	1,364 $\pm 0,085$	1,364 $\pm 0,085$
	d (мм)	0,455	0,55	0,682	0,814	0,909	1,084
	β_g	0,598 (0,595 \div 0,61)					
	κ	0,35 (0,328 \div 0,372)					

соответственно в двух интервалах значений фазовых скоростей волновода $\beta_g = 0,78 \div 0,81$ и $\beta_g = 0,595 \div 0,61$, что дает возможность с помощью двух ДВ исследовать модели излучения в трех зонах Бриллюэна. Следует отметить, что в случае реализации модели аномального дифракционного излучения в зоне 3_{-1} , предъявляются повышенные требования к точности изготовления ленточной ДР, погрешность периода которой не должна превышать $\pm 0,085$ мм. Требуемая точность изготовления ленточной ДР достигалась благодаря применению процесса фотолитографии, обеспечивающего разрешающую способность на уровне $\pm 0,01$ мм.

На рис. 5.13 приведены расчетные значения углов ДЧИ в исследуемых зонах с учетом углов преломления на соответствующих гранях диэлектрической призмы (рис. 5.12). Из графиков видно, что углы излучения

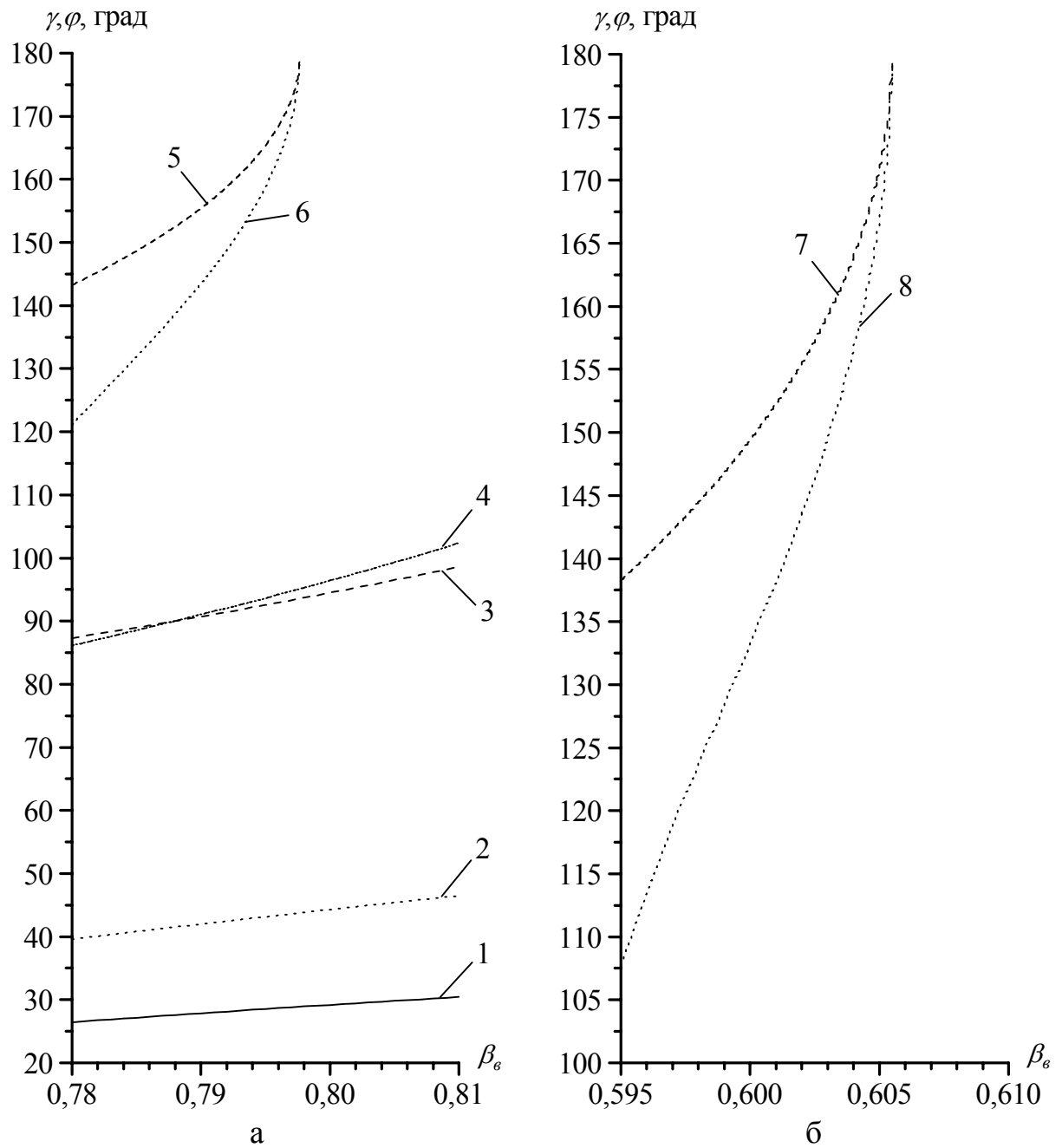


Рис. 5.13. Расчетные значения углов ДЧИ для МДС из фторопласта ($\varepsilon = 2,05$): 1 – $\gamma_{0\varepsilon} (1_0)$; $\gamma_{0\varepsilon} (4_{0,-1,-2}^{-1})$; 2 – $\varphi_{0\varepsilon} (1_0)$; $\varphi_{0\varepsilon} (4_{0,-1,-2}^{-1})$; 3 – $\gamma_{-1\varepsilon} (4_{0,-1,-2}^{-1})$; 4 – $\varphi_{-1\varepsilon}$; $\gamma_{-1\varepsilon} (4_{0,-1,-2}^{-1})$; 5 – $\gamma_{-2\varepsilon} (4_{0,-1,-2}^{-1})$; 6 – $\varphi_{-2\varepsilon} (4_{0,-1,-2}^{-1})$; 7 – $\gamma_{-1\varepsilon} (3_{-1}^a)$; 8 – $\varphi_{-1\varepsilon} (3_{-1}^a)$

гармоник ДЧИ в диэлектрик находятся в интервале значений $\gamma_{n\varepsilon} = 25 \div 180^\circ$, а для гармоники излучаемой в вакуум $\gamma_{-1\nu} \approx 90^\circ$. Причем для гармоники с $n = -1$ излучаемой в диэлектрик не выполняется закон полного внутреннего отражения на противоположной грани призмы, в результате чего после преломления она излучается в вакуум и ведет себя аналогично гармонике с $n = -1$ излучаемой в вакуум. Следует отметить, что гармоники ДИ с номерами $n = -1$ в зоне 3_{-1}^a и $n = -2$ в зоне $4_{0,-1,-2}^{-1}$, излучаемые в диэлектрик, из-за полного внутреннего отражения на боковых поверхностях, в свободное пространство излучаются с торцов призмы и существуют не во всем диапазоне изменения β_g (рис. 5.13), что необходимо учитывать при проведении экспериментов.

В работе [91] было показано, что в пространственно ограниченных МДС возможно распространение волн типа E_{m0} и H_{m0} ($m = 0, 1, 2, \dots$), наличие которых характеризует возбуждение ДП в одномодовом или многомодовом режимах, оказывающих существенное влияние на энергетические характеристики излучений. Условия, при которых существуют распространяющиеся волны в ДП толщиной Δ определяются критическими частотами ($f_{кр}$) или критическими длинами волн ($\lambda_{кр}$) [118-120]:

$$\lambda_{кр}^{(m)} = \frac{2\Delta}{m} \sqrt{\varepsilon - 1}, \quad f_{кр}^{(m)} = \frac{cm}{2\Delta \sqrt{\varepsilon - 1}}. \quad (5.1)$$

Исходя из условия одномодовости $\Delta/\lambda < \Delta/\lambda_{кр}^{(1)} = 1/2\sqrt{\varepsilon - 1}$ для исследуемых в эксперименте МДС из фторопласта ($\varepsilon = 2,05$) и поликора ($\varepsilon = 10$) толщина призмы должна удовлетворять, соответственно, соотношениям $\Delta < \lambda/2$ и $\Delta < \lambda/6$, а в случае нанесения ленточной ДР $\Delta < \lambda/4$ и $\Delta < \lambda/12$. В миллиметровом диапазоне волн реализация первого

варианта МДС не представляет больших затруднений, а для поликора становится проблематичной из-за малой физической толщины призмы. Поэтому основные исследования проводились с призмами из фторопласта для интервала значений $\Delta \approx \lambda/4 \div 4\lambda$, что позволяло реализовать моделирование в заданном диапазоне частот от одномодового режима возбуждения МДС до значений $m \leq 17$. Для проверки достоверности результатов эксперимента использовалась стандартная призма из поликора ($\Delta = 1 \text{ мм}$), которая по своим электродинамическим свойствам была эквивалентна фторопластовой призме с $\Delta = \lambda$.

Для использования МДС в устройствах электроники МСМ волн было предложено экранировать торцы призм [73] с целью увеличения концентрации энергии поверхностных полей в области движения ЭП, а также электромагнитных полей в объеме ОР. Поэтому при экспериментальном моделировании исследовались ДП с экранированными торцами для определения степени влияния экранировки МДС на их пространственные и волноводные характеристики.

5.2.2. Пространственные характеристики МДС. Одной из важнейших электродинамических характеристик МДС, при возбуждении распределенным источником излучения, являются диаграммы направленности излучения, которые позволяют качественно проанализировать физические процессы, происходящие в исследуемой системе [10,12]. В частности, на рис. 5.14 в относительных единицах мощности (P/P_{\max}) представлены типичные диаграммы направленности модели черенковского (зона 1_0) излучения наблюдаемого в диэлектрической призме толщиной $\Delta \approx 4\lambda$ при фиксированных β и u . Значение параметра $u = 0,5$ выбиралось на основании ранее проведенных исследований (раздел 4) и соответствовало случаю наименьшего экранирования [29]. Из графиков видно, что в зоне Бриллюэна 1_0 для призм с $\Delta = 4\lambda$, наблюдается однолепестковая диаграмма направленности ЧИ, а дополнительные лепестки

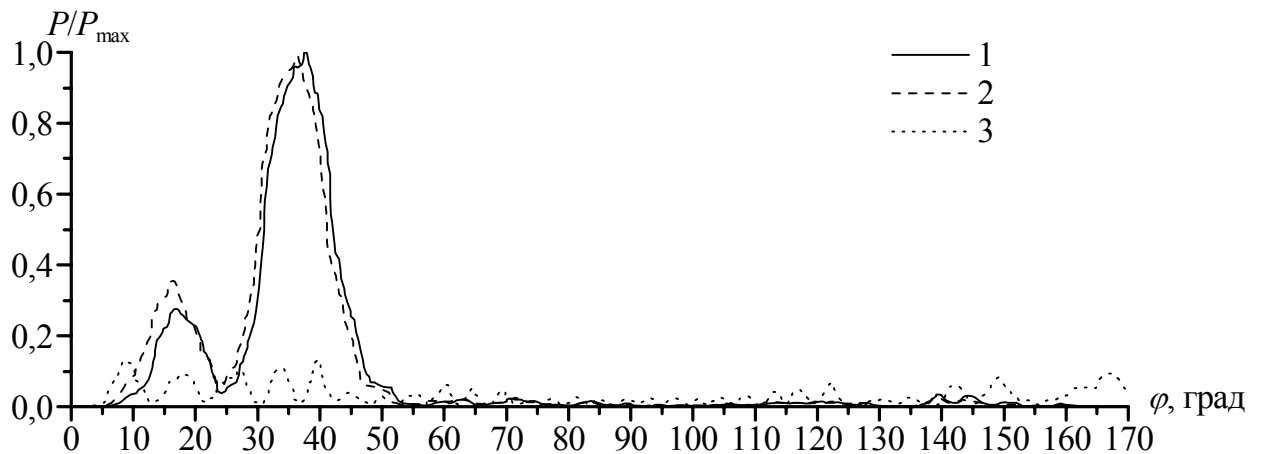


Рис. 5.14. Диаграммы направленности ЧИ для МДС толщиной Δ в зоне Бриллюэна 1_0 ($\varepsilon = 2,05$; $\Delta = 16,2$ мм; $\beta_g = 0,788$; $u = 0,5$): 1 – ДП без ленточной ДР; 2 – ДП с ленточной ДР; 3 – ДП с ленточной ДР, торцы экранированы

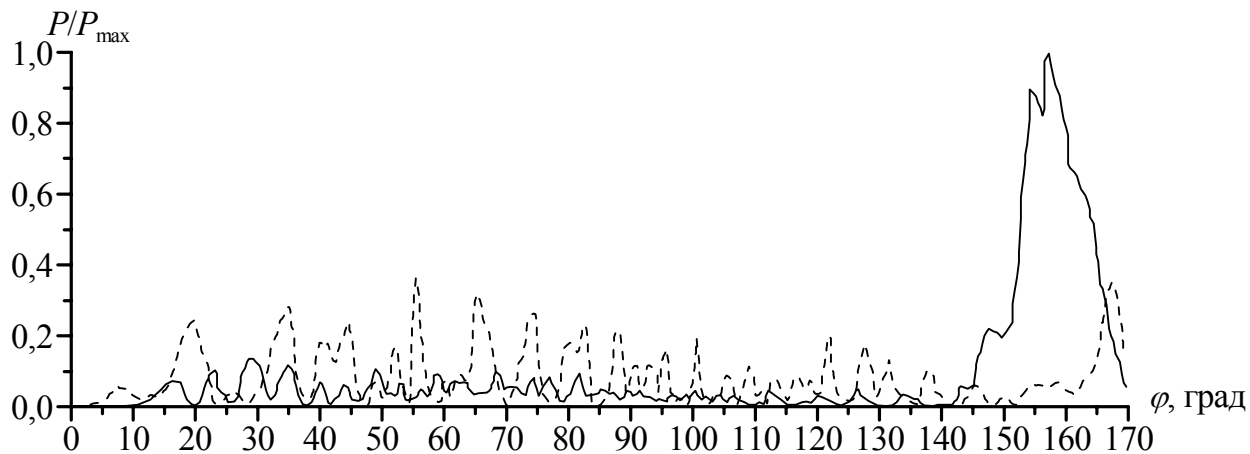
обусловлены несогласованностью торца диэлектрического слоя с окружающим пространством, переотражением излучения от измерительного тракта и частичным просачиванием энергии из переходов ДВ – металлический волновод. Данные результаты согласуются с концепцией распространения электромагнитных волн по законам лучевой оптики в миллиметровом диапазоне. Отклонение угла ДН ЧИ (рис. 5.14) от теоретического (график 2 на рис. 5.13) составляет несколько градусов, что указывает на адекватность используемой теоретической модели при описании волновых процессов в МДС. Уменьшение толщины призмы приводит к снижению интенсивности ДН ЧИ, которая для ДП с $\Delta = \lambda$ уменьшается в 3 раза, а при $\Delta = \lambda/4$ в 20 раз. Максимальная интенсивность диаграммы направленности излучения наблюдается при толщине ДП $\Delta = 4\lambda$ (рис. 5.14), что объясняется минимальным количеством переотражений лучей до выхода из призмы. Изменение частоты возбуждения системы приводит к изменению значений углов максимальной интенсивности ДН, в соответствии с рис. 5.13, качественно не меняя её характер поведения. Нанесение ленточной ДР на ДП с коэффициентом заполнения $u = 0,5$ не оказывает

существенного экранирующего влияния на мощность ЧИ (рис. 5.14), что свидетельствует об эффективной связи поверхностной волны ДВ с объемом ДП. Экранирование торцов призмы, перпендикулярных оси распределенного источника излучения, приводит к уменьшению интенсивности ДН на порядок, и при этом, она преобразуется из однолепестковой в многолепестковую и излучается из боковой поверхности призмы.

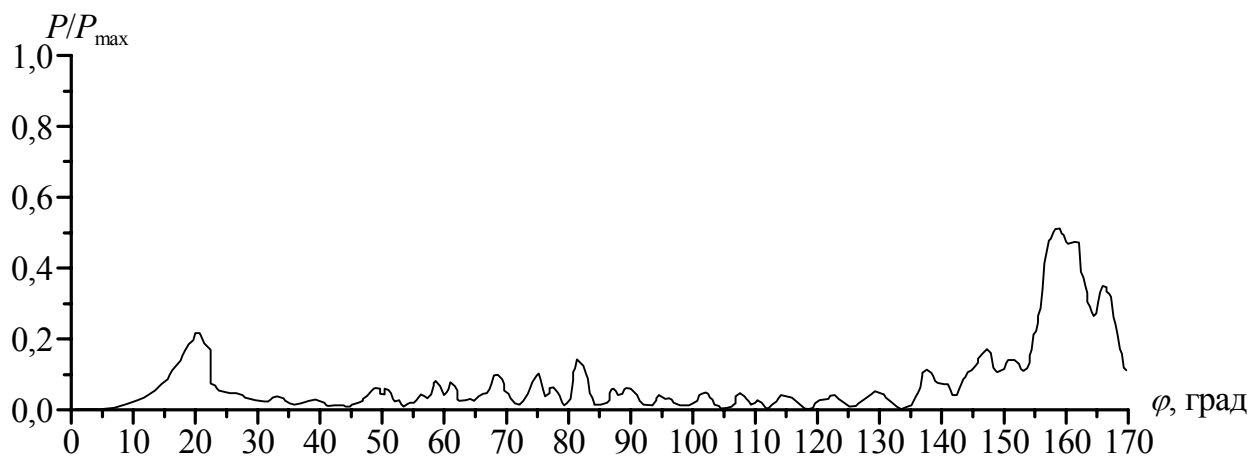
Диаграммы направленности, характеризующие излучение из торца МДС в режиме моделирования аномального ДИ, для фазовых скоростей удовлетворяющих условию (4.24), представлены на рис. 5.15. Их анализ показывает, что в отличии от ЧИ угол излучения основного лепестка ДН АДИ находится в интервале $\varphi_{-1\varepsilon} = 155 \div 160^\circ$, что согласуется с расчетным значением (график 7 на рис. 5.13). При толщине МДС $\Delta = 4\lambda$ (рис. 5.15а) в ДП возможно наличие распространяющихся волн с индексами $m = 0 \div 15$, для которых выполняется закон полного внутреннего отражения, в результате чего, значительная доля энергии сосредотачивается в диэлектрике и углы излучения из торца соответствуют расчетным значениям, определяемым по законам лучевой оптики. Экранирование торцов ДП приводит к образованию отраженных волн, которые распространяются в объеме ДП и излучаются из боковой поверхности.

Уменьшение толщины МДС (рис. 5.15б,в) до значений $\Delta = \lambda/4$ приводит к ослаблению интенсивности ДН АДИ. Характерным для ДП с толщиной меньшей длины волны является распространение большей части энергии в окружающем пространстве. При этом, условие минимального количества возбуждаемых волн ($m = 0, 1$) удовлетворяет условию согласования фазовой скорости волны в диэлектрике со скоростью волны в окружающем пространстве [91]. Диэлектрический слой в этом случае выполняет функцию антенны, излучающей энергию под острыми углами.

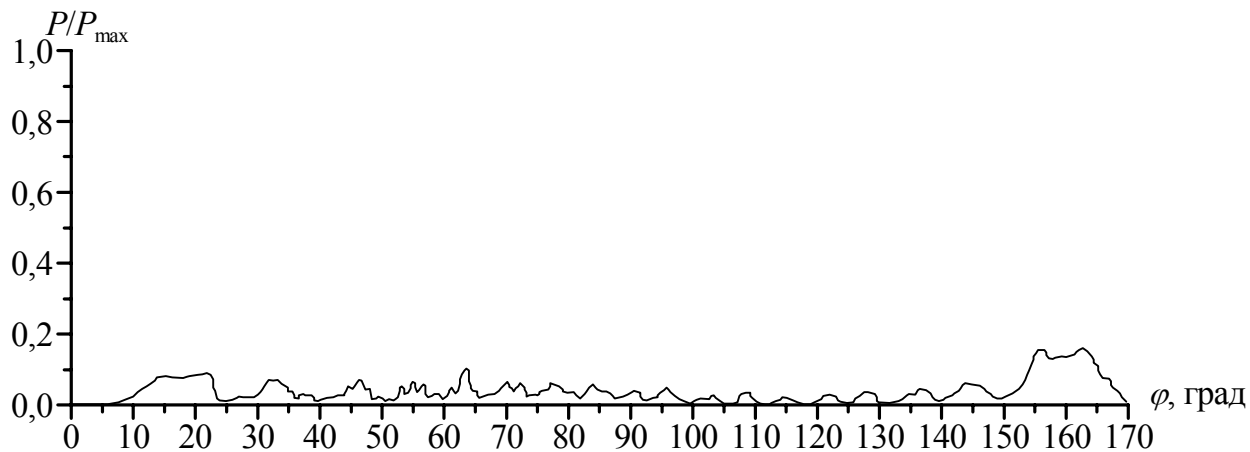
Дифракционно-черенковский режим моделирования был реализован на гармониках $n = 0, -1, -2$, излучаемых в диэлектрик и гармонике $n = -1$, излучаемой в свободное пространство под углом $\gamma_{-1\nu} = 90^\circ$. В частности, на



а



б



в

Рис. 5.15. Диаграммы направленности АДИ для МДС толщиной Δ в зоне Бриллюэна 3_{-1}^a ($\varepsilon = 2,05$; $\beta_g = 0,598$; $u = -0,8$): а – $\Delta = 16,2$ мм; б – $\Delta = 4,0$ мм; в – $\Delta = 1,2$ мм; торцы не экранированы (—); торцы экранированы (- - - - -)

рис. 5.16 приведены типичные ДН для зоны Бриллюэна $4_{0,-1,-2}^{-1}$ при моделировании ДЧИ в планарных МДС. Из графиков 5.16а видно, что для ДП толщиной $\Delta = 4\lambda$ преобладающими по интенсивности в исследуемой системе являются черенковская и минус первая гармоники, излучаемые в диэлектрик. Причем их интенсивности имеют значения одного порядка, что коррелирует с выбранным значением коэффициента заполнения u (табл. 5.1), на основании теоретических исследований проведенных в разделе 4 (рис. 4.4в), исходя из условия максимальной интенсивности минус первой гармоники излучаемой в свободное пространство по нормали. Также установлено, что минус первая гармоника, излучаемая в свободное пространство, имеет такое же угловое распределение интенсивности, как и минус первая гармоника, излучаемая в диэлектрическую среду. При этом интенсивность гармоники, излучаемой в диэлектрическую среду, более чем в 2 раза превосходит интенсивность гармоники, излучаемой в свободное пространство. Как показывают экспериментальные исследования, минус вторая гармоника, излучаемая в ДП, имеет уровень интенсивности на несколько порядков меньший, чем интенсивности основных гармоник, и на рис. 5.16 проявляется в виде фонового излучения.

При экранировании торцов ДП (рис. 5.16) характер углового распределения интенсивности ДЧИ существенно изменяется для черенковской гармоники, энергия которой из-за полного внутреннего отражения на боковых поверхностях ДП и отражения от экрана сосредотачивается внутри призмы с минимальным излучением в окружающее пространство. Амплитуда диаграммы направленности для минус первой гармоники, излучаемой в свободное пространство, остается неизменной, однако, введение экранов приводит к увеличению ширины лепестка ДН в два раза.

Для ДП толщиной $\Delta = \lambda$ и $\Delta = \lambda/4$ общий характер поведения амплитуд полей гармоники с $n = -1$, излучаемой в свободное пространство, остается практически таким же, как и в предыдущем случае, но с

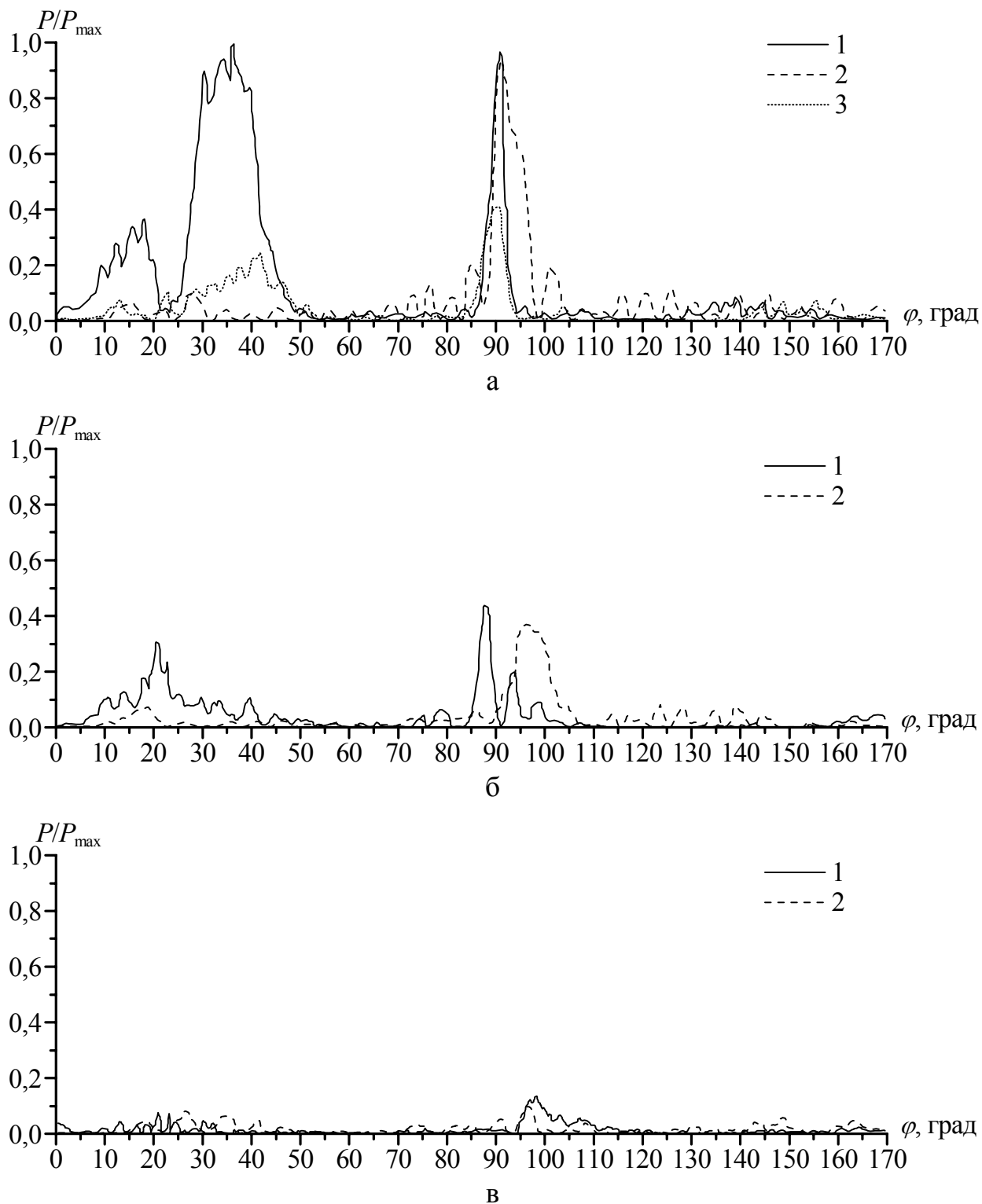


Рис. 5.16. Диаграммы направленности ДЧИ для МДС толщиной Δ в зоне Бриллюэна $4_{0,-1,-2}^{-1}$ ($\varepsilon = 2,05$; $\beta_g = 0,788$; $u = 0$): а – $\Delta = 16,2$ мм; б – $\Delta = 4,0$ мм; в – $\Delta = 1,2$ мм; 1 – ДН со стороны ДП; 2 – ДН со стороны ДП, торцы экранированы; 3 – ДН со стороны ДР

уменьшением Δ наблюдается увеличение амплитуд полей черенковской гармоники, которые концентрируются на торцах призмы. При этом, в случае $\Delta = \lambda$, в результате наличия экранов, главный лепесток ДН отклоняется на 10° (рис. 5.16б), а при $\Delta = \frac{\lambda}{4}$ ширина ДН уменьшается в два раза (рис. 5.16в), по сравнению с ДП без экранов.

Диаграммы направленности комбинированной излучающей системы типа ОДР – МДС (рис. 1.6ж) при возбуждении ДВ представлены на рис. 5.17. Из графиков видно, что наличие ОДР приводит к увеличению интенсивности ДН от 2 до 6 раз для МДС толщиной, соответственно, $4\lambda \div \lambda/4$, что указывает на высокую эффективность такой излучающей системы. При этом, появление дополнительного возбуждающего элемента позволило уменьшить ширину главного лепестка ДН примерно в 2 раза для всех значений Δ МДС. Наличие дополнительных лепестков ДН, которые имеют существенную амплитуду, обусловлено дифракцией излучения идущего от ОДР по нормали на ленточной ДР, нанесенной на МДС. При этом отклонение дополнительных лепестков ДН находится в районе $\varphi = \pm 10^\circ$ по отношению к главному лепестку, что существенно не влияет на пространственные характеристики ДН.

5.2.3. Амплитудные распределения поверхностных полей МДС.

Преыдущие исследования были посвящены изучению полей системы МДС-ДВ в дальней зоне. Экспериментальное исследование ближних полей важно по причине выяснения механизмов преобразования поверхностных волн в объемные.

На рис. 5.18 представлены характерные для исследуемых МДС относительные значения амплитудных распределений напряженностей ближних полей $(E/E_{\max})^2$ вдоль продольной (y) и поперечной (x) осей в режиме моделирования ЧИ.

Продольные распределения полей на ДП (график 1 на рис. 5.18а) имеют вид стоячих волн, амплитуда которых резко возрастает на краю

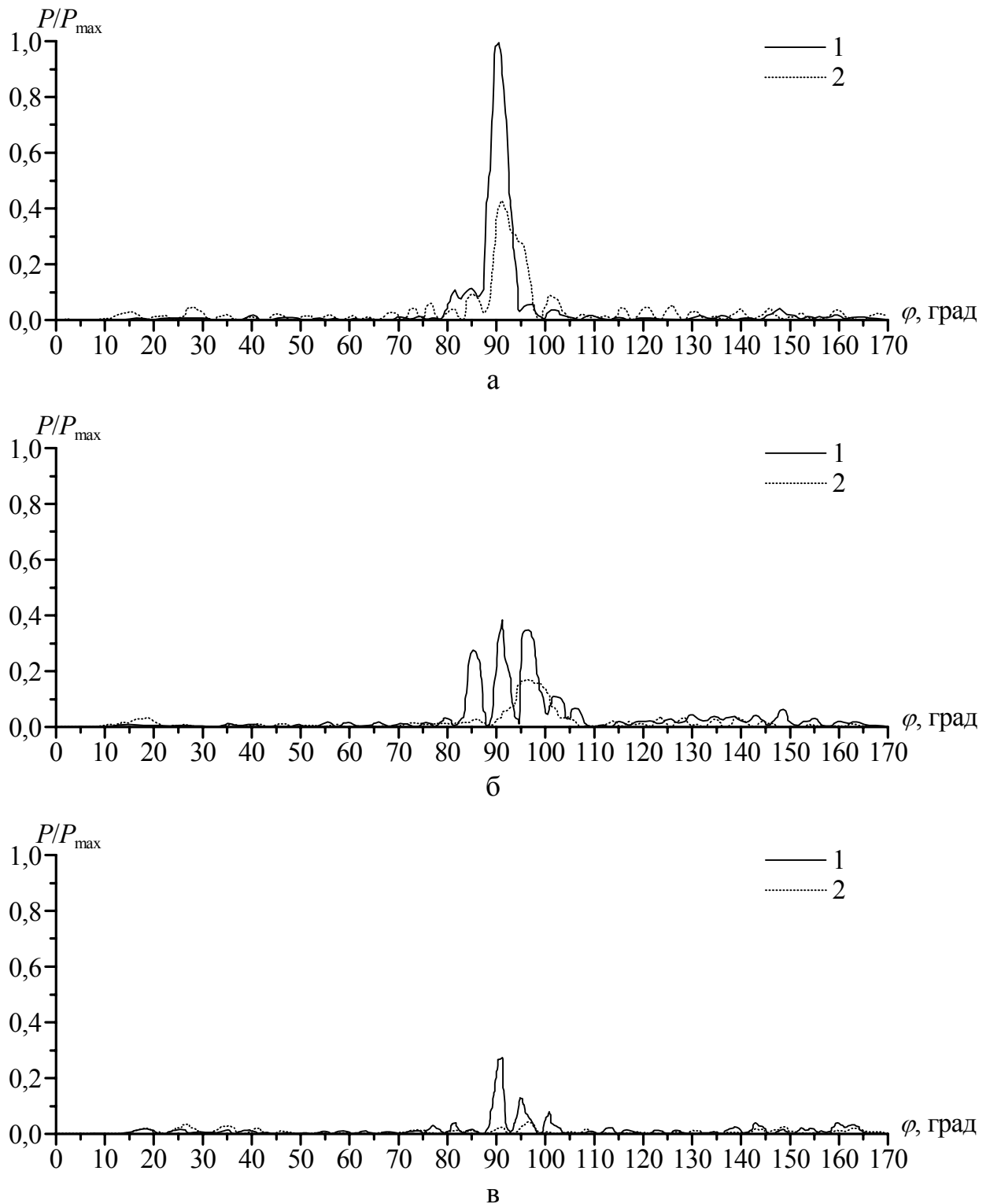


Рис. 5.17. Диаграммы направленности ДЧИ для системы ОДР – МДС в зоне Бриллюэна $4_{0,-1,-2}^{-1}$ ($\varepsilon = 2,05$; $\beta_g = 0,788$; $u = 0$): а – $\Delta = 16,2$ мм; б – $\Delta = 4,0$ мм; в – $\Delta = 1,2$ мм; 1 – ОДР – МДС (торцы экранированы); 2 – МДС (ДН со стороны ДП, торцы экранированы)

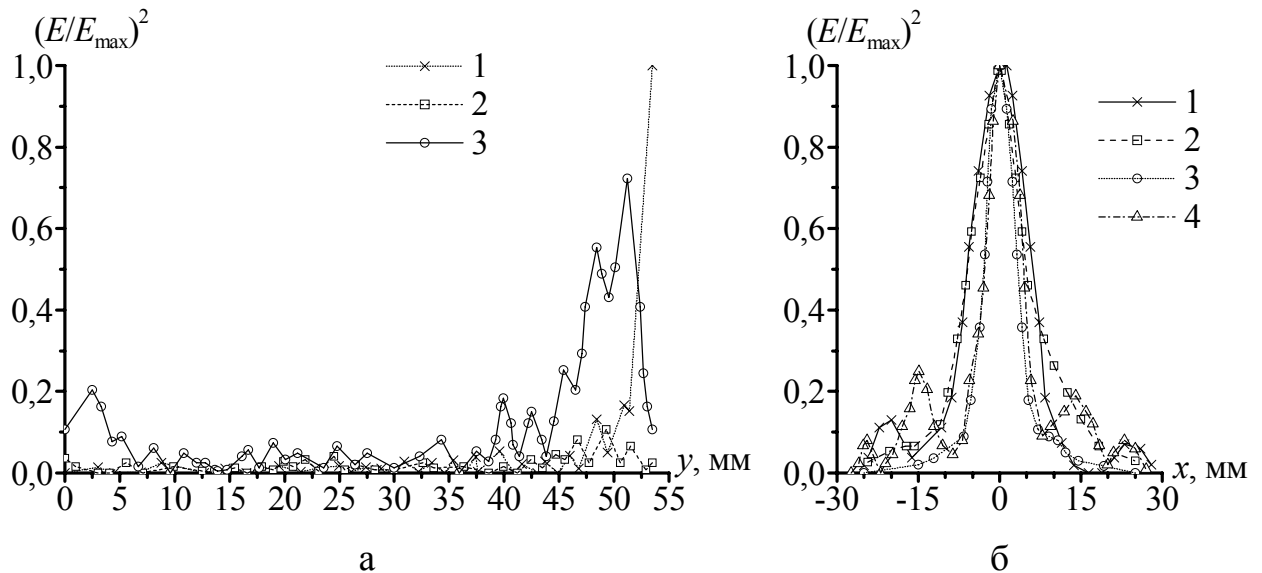


Рис. 5.18. Амплитудные распределения полей вдоль осей ДП в режиме ЧИ: а – продольная ось ($\Delta = 4\lambda$); 1 – ДП; 2 – ДП с ленточной ДР; 3 – ДП с ленточной ДР, торцы экранированы; б – поперечная ось (ДП с ленточной ДР); 1 – $\Delta = 4\lambda$; 2 – $\Delta = \lambda$; 3 – $\Delta = \lambda/4$; 4 – $\Delta = 4\lambda$, торцы экранированы

призмы. Это объясняется спецификой формирования ДН при распространении электромагнитных волн, для которых выполняется условие полного внутреннего отражения на боковых поверхностях ДП и не выполняется на торцах призмы. Причем для ДП $\Delta = 4\lambda$ амплитуда поверхностных полей незначительна, так как большая часть энергии сосредоточена внутри диэлектрика. С уменьшением Δ происходит увеличение амплитуды поверхностных полей, и при $\Delta = \lambda/4$ в продольном распределении имеется два максимальных значения вблизи торцов ДП. Нанесение ленточной ДР (график 2 на рис. 5.18) приводит к равномерному распределению поверхностных полей по амплитуде, что связано с изменением эффективной толщины ДП и как следствие с пространственным изменением возбуждаемых полей. При нанесении экранирующих элементов на торцевые поверхности ДП (график 3 на рис. 5.18) наблюдается увеличение амплитуды поверхностных полей, что обусловлено накоплением энергии в ДП из-за уменьшения каналов излучения в окружающее пространство.

На рис. 5.18б представлены амплитудные распределения ближних полей по оси x , которые свидетельствуют об отсутствии волновых процессов в поперечном направлении системы. Наблюдаемый максимум обусловлен спецификой формирования диаграмм направленности излучения системой ДР – ДВ [3,12] и не определяет зависимости электромагнитного поля волн, распространяющихся вдоль оси y , от координаты x .

Исследования ближних полей излучающей системы в режиме ДЧИ с экранированными торцами показали, что вдоль оси y распределение поля носит характер стоячей волны (рис. 5.19а). При этом, имеются две области с высокой амплитудой поля. Первая область расположена в первой трети продольного размера призмы и свидетельствует о высокой эффективности отбора энергии от ДВ, а вторая область соответствует последней трети продольной координаты и обусловлена наличием ЧИ распространяющегося в объеме ДП и претерпевающего отражение от отражающего экрана. На основании графиков рис. 5.19а установлено, что интенсивность поверхностных полей для призмы с $\Delta = 4\lambda$ в 6 раз превосходит интенсивность поверхностного поля ДП в случае $\Delta = \lambda/4$. Поперечные распределения полей (рис. 5.19б) показывают, что максимальная интенсивность поля сосредоточена вдоль продольной оси призмы, что обуславливает максимальную интенсивность ДН излучения вдоль ее оси. Из графиков видно, что для ДП толщиной $\Delta = \lambda/4$ и $\Delta = \lambda$ отсутствуют волновые процессы вдоль оси x . При этом, для ДП с $\Delta = \lambda$ поле полностью сконцентрировано в области ДВ. Для МДС толщиной $\Delta = 4\lambda$ распределение поля указывает на возникновение стоячих волн вдоль оси x , что объясняется многомодовостью призмы большой толщины, которая приводит к интерференции распространяющихся волн, отраженных от боковых граней призмы. Введение дополнительного возбуждающего элемента в виде ОДР приводит к увеличению амплитуды поверхностных полей как в продольном (рис. 5.20а) так и в поперечном направлениях (рис. 5.20б). При этом, уровни интенсивности поверхностных полей на краях призм различной толщины –

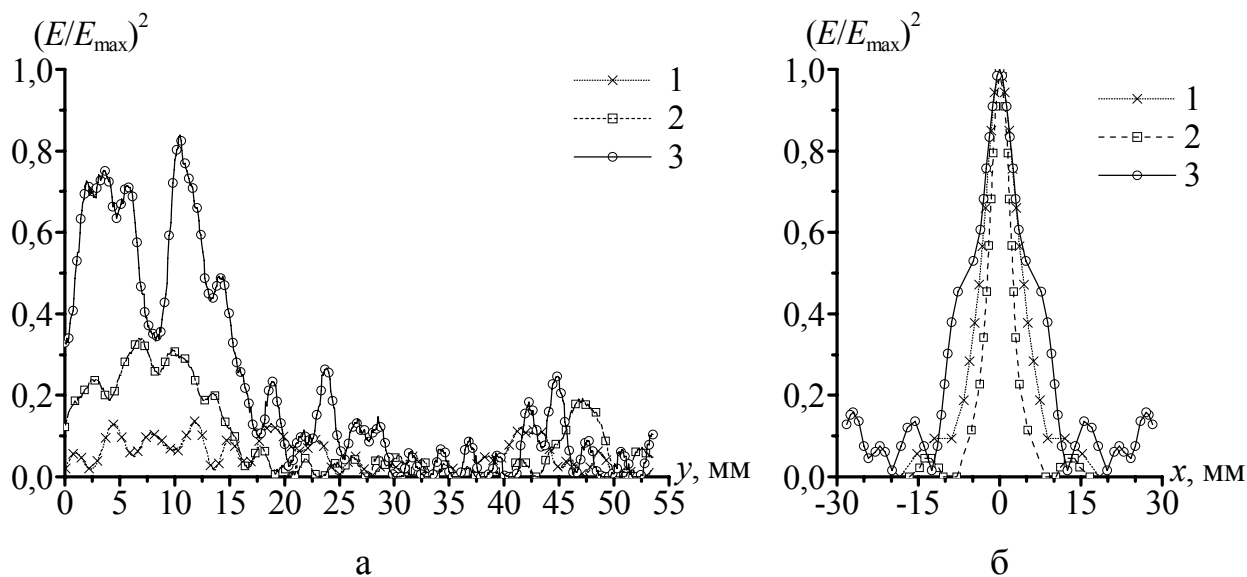


Рис. 5.19. Амплитудные распределения полей вдоль осей МДС (торцы экранированы) в режиме ДЧИ: а – продольная ось; б – поперечная ось; 1 – $\Delta = \lambda/4$; 2 – $\Delta = \lambda$; 3 – $\Delta = 4\lambda$

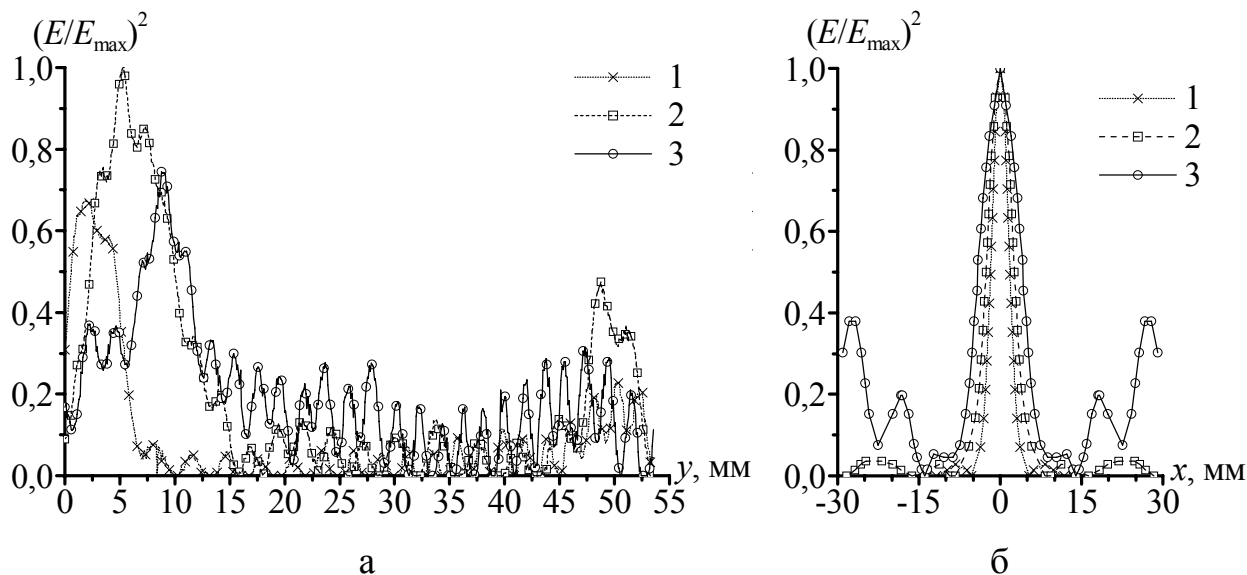


Рис. 5.20. Амплитудные распределения полей вдоль осей системы ОДР – МДС (торцы экранированы) в режиме ДЧИ: а – продольная ось; б – поперечная ось; 1 – $\Delta = \lambda/4$; 2 – $\Delta = \lambda$; 3 – $\Delta = 4\lambda$

сравнимы. Наряду с этим для ДП толщиной $\Delta = 4\lambda$ повышается общий уровень интенсивности поверхностного поля в центральной части призмы, что свидетельствует об эффективной запитке диэлектрического резонатора в виде МДС по каналу ДИ от ОДР. Подтверждением вышеизложенного служит распределение поля вдоль оси x для ДП толщиной $\Delta = 4\lambda$, которое указывает на значительное увеличение амплитуды стоячих волн.

5.3. Спектральные и резонансные характеристики открытых резонаторов с металлодиэлектрическими структурами

Из проведенного в разделе 1 анализа следует, что МДС являются перспективными в плане построения новых модификаций устройств электроники МСМ волн: черенковских генераторов типа ЛОВ [29,121] и дифракционно-черенковских генераторов [29,73,74]. Задача создания теории таких генераторов представляется сложной в плане учета изменения электромагнитных полей периодических структур и ОР при сочетании с МДС. Такие системы являются многосвязными, поскольку состоят из набора самостоятельных дисперсионных элементов (отражательной ДР и МДС с ленточной ДР), связанных между собой через поля ОР.

Рассмотрим особенности электродинамических свойств ОР с неоднородностью в виде ДП с ленточной ДР, помещенной вблизи плоского зеркала с ОДР (рис. 1.6ж). В экспериментах использовались планарные МДС с параметрами и электродинамическими свойствами, описанными в подразделе 5.2. При выполнении плоского зеркала в виде сплошной ДР преобладающим в ОР без МДС являлся основной TEM_{00q} тип колебания [10], характерный для полусферического резонатора.

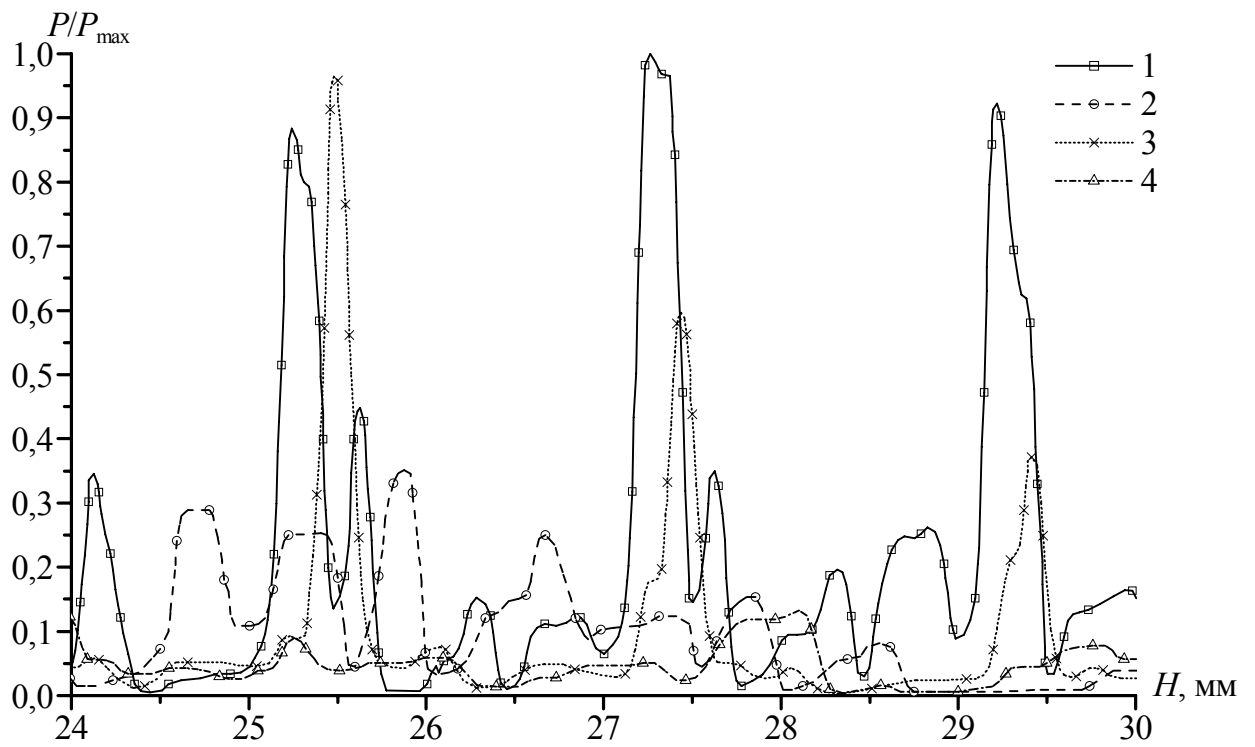
Установлено, что многосвязная система, выполненная в виде открытого резонатора с МДС, обладает качественно новыми электродинамическими свойствами, по сравнению с ОР без МДС: при изменении толщины диэлектрика возможна реализация режимов затухания энергии в ОР,

увеличения амплитуды колебаний и их добротности, селекции колебаний. Обнаруженные новые свойства такой системы находят объяснение в рамках физической модели ДЧИ для МДС конечной толщины [91].

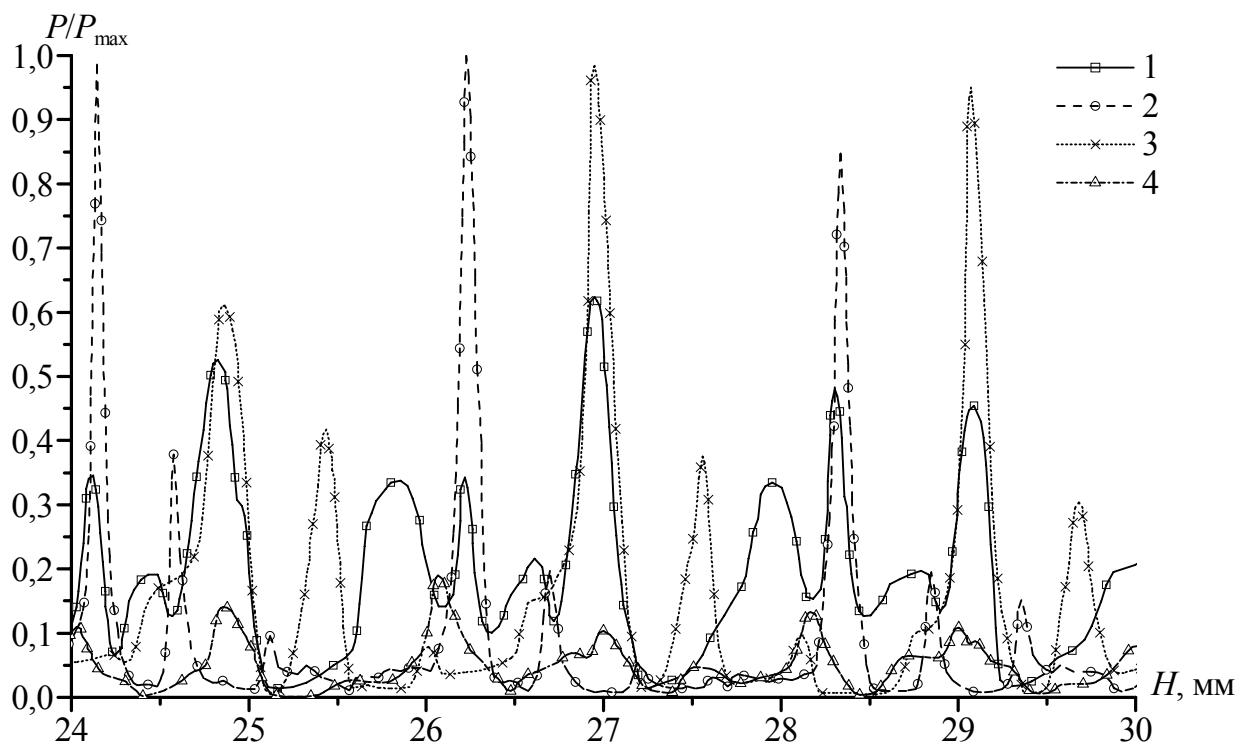
Металлодиэлектрическая структура, как самостоятельный дисперсионный элемент, будет осуществлять фильтрацию спектра плоских волн, изменяя их положение в резонансном объеме. Это обуславливает изменение пространственного распределения полей, возбуждаемых в ОР типов колебаний. Вторым фактором, существенно отличающим многосвязную систему такого типа от обычного ОР с ДР, является наличие дополнительного излучения из МДС, зависящего от волновых процессов в диэлектрической призме.

На рис. 5.21 приведены типичные спектры колебаний ОР с МДС из фторопласта на двух частотах для трех значений Δ . Видно, что для ДП с $\Delta \approx \lambda/4$ и $\Delta \approx 4\lambda$ амплитуда колебаний ОР, соответственно, в 3 и 6 раз меньше чем в резонаторе без МДС. Вместе с тем, для призм толщиной $\Delta \approx \lambda$ спектр колебаний ОР с МДС коррелирует со спектром колебаний базового ОР (график 1 на рис. 5.21а). При этом, наблюдается разрежение спектра колебаний в сравнении с базовой системой. С уменьшением частоты свойства ОР с МДС толщиной $\Delta \approx 4\lambda$ в основном сохраняются. При этом, для ДП толщиной $\Delta \approx \lambda/4$ и $\Delta \approx \lambda$ наблюдается увеличение в 2 раза амплитуды колебаний с одновременной селекцией возбуждаемых типов волн в ОР по сравнению с базовым полусферическим резонатором (график 1 на рис. 5.21б). Следует отметить, что при изменении толщины ДП происходит смещение резонансной кривой по оси H , что коррелирует с результатами полученными в разделе 3.

На рис. 5.22 представлены резонансные характеристики ОР с МДС различной толщины. Из графиков видно, что ОР в объеме которых находятся МДС обладают селективными свойствами, которые для призм толщиной $\Delta \approx \lambda$, $\Delta \approx 4\lambda$ выражаются в уменьшении ширины резонансной кривой (повышении добротности системы), а для $\Delta \approx \lambda/4$, $\Delta \approx 4\lambda$ в подавлении



а



б

Рис. 5.21. Спектральные характеристики ОР с МДС: а – $f = 77$ ГГц; б – $f = 72$ ГГц; 1 – полусферический ОР с ОДР; 2 – $\Delta \approx \lambda/4$; 3 – $\Delta \approx \lambda$; 4 – $\Delta \approx 4\lambda$

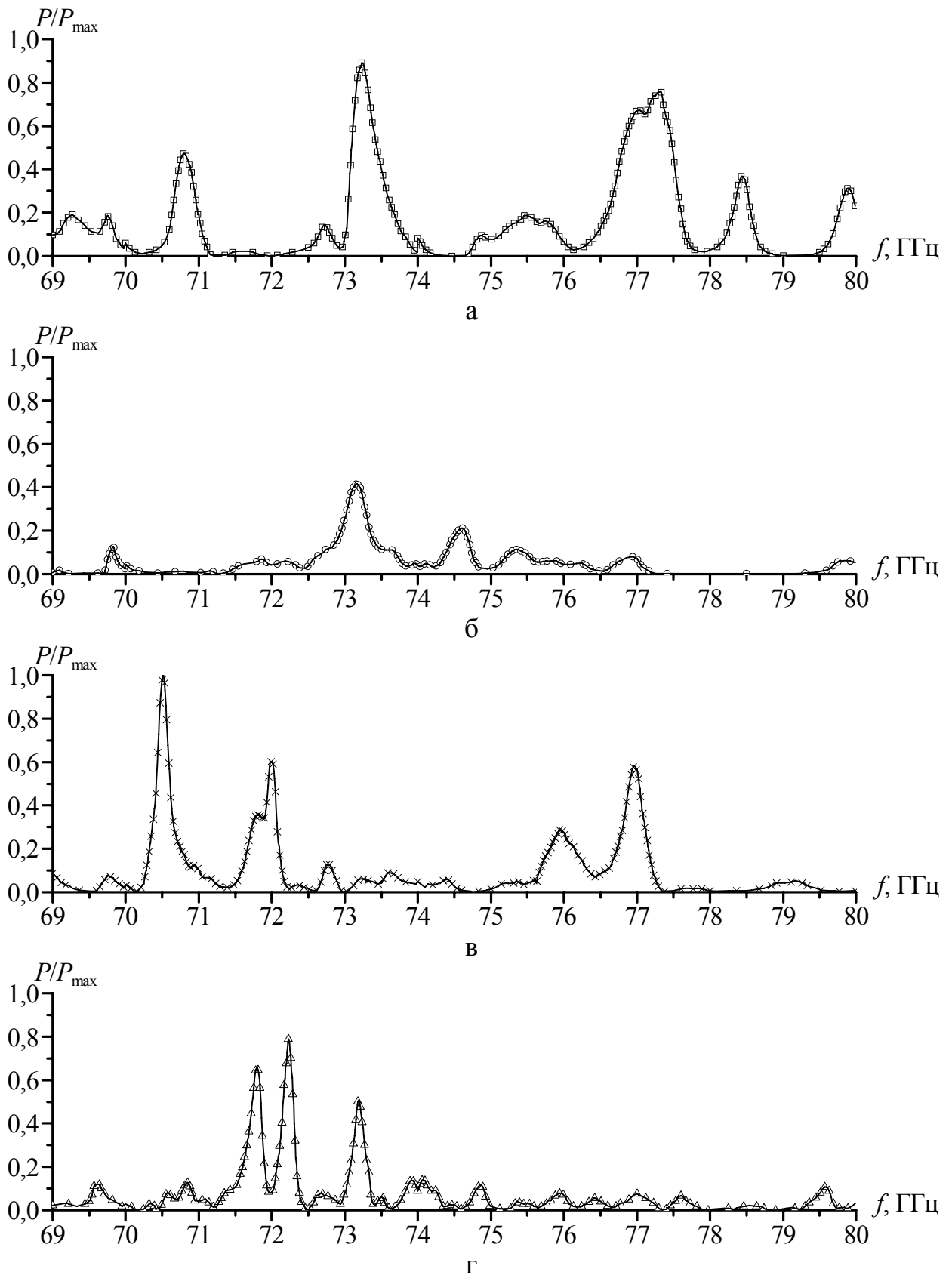


Рис. 5.22. Резонансные характеристики ОР с МДС: а – полусферический ОР с ОДР ($H = 23,20$ мм); б – $\Delta \approx \lambda/4$ ($H = 25,90$ мм); в – $\Delta \approx \lambda$ ($H = 25,45$ мм); г – $\Delta \approx 4\lambda$ ($H = 28,15$ мм)

колебаний на боковых частотах.

Повышение добротности колебаний в ОР с МДС можно объяснить, если представить МДС как высокодобротный резонатор. Тогда добротность двух связанных резонаторов определяется соотношением [29]:

$$Q_S = \frac{W_1 + W_2}{P_1 + P_2} \bar{\omega}_R, \quad (5.2)$$

где W_1, W_2 – соответственно, энергии запасенные в первом и втором резонаторах; P_1, P_2 – мощности потерь в резонаторах; $\bar{\omega}_R$ – резонансная частота.

Если обозначить Q_{OP} добротность резонатора без МДС, а $Q_{МДС}$ – добротность МДС, то из формулы (5.2) вытекают следующие неравенства:

$$Q_{МДС} \geq Q_S \geq Q_{OP} \quad \text{при} \quad Q_{МДС} \geq Q_{OP}, \quad (5.3)$$

$$Q_{OP} \geq Q_S \geq Q_{МДС} \quad \text{при} \quad Q_{OP} \geq Q_{МДС}. \quad (5.4)$$

Неравенство (5.3) указывает на возможность повышения добротности ОР с помощью внесения в него резонансного диэлектрического включения при выполнении условия $Q_{МДС} \gg Q_{OP}$.

Подтверждением вышеизложенных физических трактовок поглощения энергии в ОР с МДС, повышения добротности колебаний и селективных свойств системы являются исследования для МДС, выполненных на основе поликорковых призм. Такая призма при размерах $\Delta = \lambda/4$ по своим волновым свойствам эквивалентна призме из фторопласта с $\Delta = \lambda$: для исследуемых частот возможно возбуждение волн с индексами $m = 0, 1, 2$. Однако большая разница в ε призмы и ДВ исключает в такой системе возможность синхронизма прямой и обратной волн, а соответственно, и возможность резонансного поглощения энергии в ОР. Исследование спектров колебаний

ОР с ДП из поликора позволило установить, что при внесении призмы без ленточной ДР возможно повышение добротности основного типа колебания. При нанесении на боковую грань призмы ленточной ДР с параметрами, обеспечивающими режим черенковского излучения ($l = 0,8$ мм, $d = 0,4$ мм), МДС оказывает экранирующее воздействие на излучение от ОДР и колебания в ОР практически не возбуждаются. Для МДС с параметрами режима дифракционно-черенковского излучения спектр колебаний – аналогичен спектру базового ОР. При этом, с удалением сферического зеркала от МДС, наблюдается повышение добротности основного типа колебания.

5.4. Применение металлодиэлектрических структур в устройствах электроники МСМ волн

Один из вариантов выполнения черенковской ЛОВ представлен на рис. 5.23. Пучок электронов 1 формируется пушкой 2 и пропускается в канале 3, образованном смежными поверхностями резонатора 4 и замедляющей системы 5. Электроны взаимодействуют с полем поверхностной медленной волны замедляющей системы 5 и модулируются по плотности заряда. Одновременно, при скорости электронов, превышающей фазовую скорость волны в диэлектрике, возникает ЧИ, которое направлено в диэлектрик. Резонатор 4 имеет конфигурацию поля, обеспечивающую обратную связь (сплошные линии со стрелками). При совпадении частоты с одной из собственных частот резонатора в нем возбуждаются колебания и происходит эффективный отбор энергии через ленточную решетку 6 от модулированного по медленной волне ЭП. Запасенная в резонаторе 4 энергия выводится через волновод 7 с $\varepsilon_1 > \varepsilon$. Синхронизм между группами электронов и волны в диэлектрике обеспечивается соответствующим выбором параметров ε и U_0 (U_0 – ускоряющий потенциал пушки в В). Для обеспечения нормальной работы многопролетной ЛОВ [122] необходимо, чтобы период между двумя пролетами электронов был приблизительно

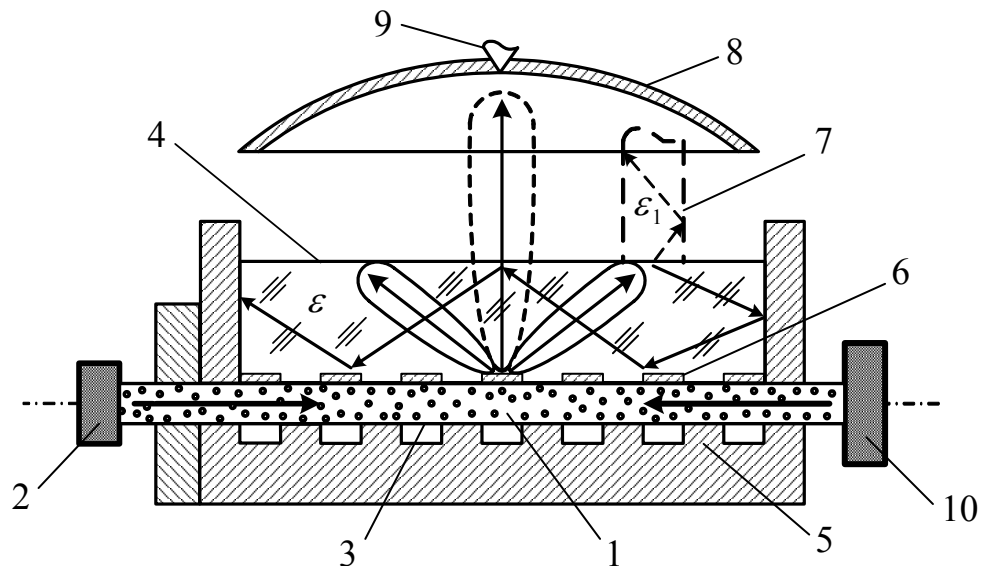


Рис. 5.23. Обобщенная схема выполнения черенковской ЛОВ и дифракционно-черенковского генератора

кратен периоду генерируемых колебаний.

В случае выполнения дифракционно-черенковского генератора замедляющая система (дифракционная решетка) 5 размещается в центральной части неподвижного зеркала ОР, а для вывода энергии используется подвижное зеркало 8 со щелью связи 9 (рис. 5.23). При этом, в отличие от ЛОВ, периоды и коэффициенты заполнения решеток 5, 6 определяются из условий эффективного возбуждения ДИ по нормали относительно оси электронной пушки 2 (пунктирная диаграмма излучения на рис. 5.23) и оптимальной плотности энергии ЧИ в диэлектрическом резонаторе 4. Из приведенных выше результатов следует, что такие условия выполняются при $l = \lambda\beta$ ($\beta = 1,97 \cdot 10^{-3} \sqrt{U_0}$) и положительных значениях коэффициентов заполнения решетки $u = 0,3 \div 0,8$. Значение коэффициента заполнения отражательной решетки соответствует базовым ГДИ ($u \approx -0,3$) [12]. Толщина диэлектрического резонатора Δ также должна удовлетворять двум условиям: накоплению энергии черенковского излучения и максимальному прохождению ДИ через слой диэлектрика в ОР, что соответствует значениям $\Delta = (\lambda/2)(K - 0,3)$ при $K = 1,2,3...$ [29]. Длина

диэлектрического резонатора определяется габаритами ОР вдоль оси ЭП.

Описанные приборы могут быть выполнены также и в других вариантах, например на основе элементов цилиндрической формы с использованием аксиально-симметричных пучков [73].

Проведенный в разделе 4 и подразделе 5.2 анализ показывает, что аномальное дифракционное излучение перспективно использовать для микроминиатюризации устройств дифракционной электроники, используя низковольтные ЭП. В частности на рис. 5.24 показан пример возможности реализации генератора с использованием МДС и АДИ. При этом, условия

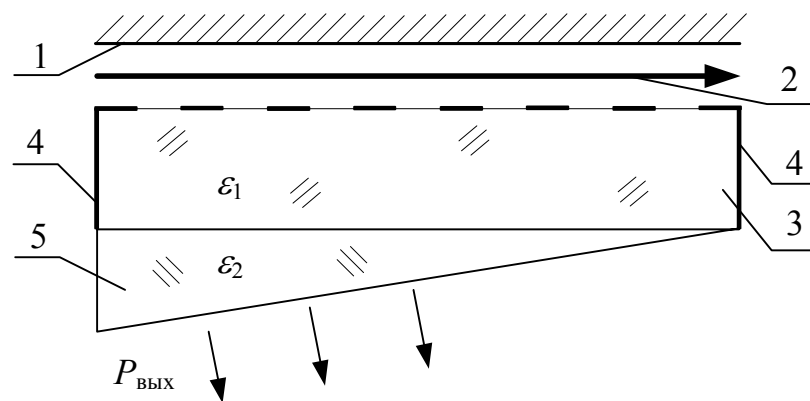


Рис. 5.24. Схема генератора на эффекте АДИ: 1 – металлический экран; 2 – ЭП; 3 – МДС – открытый резонатор; 4 – торцевые зеркала резонатора; 5 – элемент связи генератора с нагрузкой

возбуждения гармоник АДИ не накладывают ограничения на значения относительной диэлектрической проницаемости диэлектрика МДС, что позволяет использовать для его реализации материалы с низким значением ε . Кроме того, в качестве возбуждающего элемента возможно использование, вместо ЭП, свободных носителей заряда (электронов) полупроводников [114], что позволит реализовывать такие устройства в планарном исполнении.

Рассмотрим примеры реализации дифракционно-черенковского генератора и ЛОВ с плоско-параллельными элементами для 4-х

миллиметрового диапазона волн. В качестве материала диэлектрических резонаторов целесообразно использовать керамику TiO_2 ($\varepsilon=100$) [73], которая сохраняет свои свойства вплоть до коротковолновой части МСМ диапазона волн. Длина диэлектрического резонатора определяется габаритами приборов вдоль оси ЭП и условием формирования стоячей TEM волны вдоль оси резонатора: $L = m\lambda_g / 2$, $\lambda_g = \lambda / \sqrt{\varepsilon} = 4 / \sqrt{100} = 0,4$ мм, где λ_g – длина волны в резонаторе, m – количество полуволн вдоль оси резонатора. При расчетах за основу брались параметры существующих образцов ГДИ и ЛОВ миллиметрового диапазона волн [10].

В случае дифракционно-черенковского генератора на длине волны $\lambda = 4$ мм ($U_0=2500\text{В}$) резонатор с дифракционными решетками имеет следующие параметры: радиус кривизны сферического зеркала – 110 мм, апертуры зеркал – 50 мм, длина зеркал вдоль оси ЭП – 40 мм, ширина решеток – 10 мм, период решеток $l = 0,4$ мм, ширина ламелей $d = 0,6l = 0,24$ мм. Толщина диэлектрического резонатора должна удовлетворять соотношению $\Delta > \lambda$, что исходя из указанного выше условия оптимального прохождения ДИ в ОР дает значение $\Delta = 5,4$ мм ($K = 3$). Длина диэлектрического резонатора определяется его габаритами вдоль оси ОР и имеет значение $L = 40$ мм, что соответствует $m = 200$ и определяет высокий уровень его добротности.

В случае резонансной ЛОВ период замедляющей системы $l = 0,35$ мм, ее длина – 18 мм, ускоряющее напряжение $U_0 = 2500 \div 3800\text{В}$. Период ленточной решетки $l = 0,2$ мм, а коэффициент ее заполнения определяется из условия минимального влияния на плотность энергии ЧИ и лежит в интервале значений $u = 0,3 \div 0,8$. Длина диэлектрического резонатора, как и в предыдущем случае, определяется из условия формирования стоячей волны вдоль его оси.

Из приведенных примеров видно, что рассматриваемые дифракционно-черенковский генератор и ЛОВ, могут быть реализованы при тех же

ускоряющих напряжениях и периодах решеток, что и существующие приборы такого типа. При этом их габариты вдоль оси пучка электронов, в основном, определяются длиной периодических систем, а не диэлектрических резонаторов, длина которых вполне достаточна для обеспечения их высокой добротности.

Выводы к разделу 5

1. Показана перспективность использования электродинамических систем ОР с периодическими металлическими неоднородностями для реализации широкополосных электровакуумных устройств СВЧ. Экспериментально установлено, что при введении двойной отражательной ДР, в случае возбуждения распределенным источником излучения, полоса пропускания, по отношению к базовому сфероидальному ОР увеличивается в 10 раз, а для системы с двойной ленточной ДР полоса пропускания увеличивается в 30 раз.

2. При моделировании волновых процессов в МДС конечных размеров определены особенности формирования диаграмм направленности и амплитудных распределений полей в режимах ЧИ, АДИ и ДЧИ. Установлено, что максимальная интенсивность ДН наблюдается для всех режимов возбуждения МДС при толщине диэлектрика $\Delta = 4\lambda$.

3. Путем введения в ОР планарных периодических МДС с заданными электродинамическими параметрами установлена возможность эффективного управления их спектральными и резонансными характеристиками: реализации режимов затухания энергии в ОР либо увеличения амплитуды колебаний и их добротности, селекции колебаний.

4. Предложены модификации источников колебаний, в которых используются режимы черенковского, дифракционно-черенковского и аномального дифракционного излучений на планарных периодических МДС. Показано, что такие генераторы могут быть выполнены на основе существующих технологий производства электровакуумных приборов СВЧ.

ВЫВОДЫ

1. Построена схема классификации резонансных квазиоптических структур приборов МСМ волн, на основании которой определены основные объекты, исследуемые в работе: открытые резонаторы с МДС, связанные открытые резонаторы, открытые волноводы с металлодиэлектрическим слоем; обоснован выбор теоретических и экспериментальных методов исследований, основанных на решении классических уравнений электродинамики и электроники, а также экспериментального моделирования волновых процессов; в диапазоне частот $f = 53 \div 80$ ГГц разработаны и созданы экспериментальные установки, учитывающие специфику исследований приборов с пространственно-развитыми структурами.

2. На основании векторной теории ОР и экспериментальных исследований, изучены особенности электродинамических характеристик сфероидального и полусферического ОР для конкретной геометрии зеркал и наличия ДП различной толщины; установлено, что при значениях толщины призм из фторопласта и поликора $\Delta = \lambda/4 \div 4\lambda$ величина смещения резонансной частоты колебаний ОР, для диапазона частот $f = 69 \div 80$ ГГц, соответствует значениям $\Delta f = 2 \div 25$ ГГц.

3. В приближении заданного тока, для модели планарной электродинамической системы типа металлодиэлектрический канал проведен численный анализ интенсивности дифракционно-черенковских гармоник излучаемых в диэлектрическую среду и свободное пространство при конечной толщине диэлектрического слоя в зависимости от основных электродинамических параметров системы и ЭП; установлено, что преобладающей в исследуемой системе является основная – черенковская гармоника $S_{0\varepsilon}$, однако при изменении электродинамических параметров системы и ЭП возможно увеличение интенсивности высших гармоник

излучения до уровня $S_{0\varepsilon}$.

4. Численно проанализированы особенности возбуждения аномального дифракционного излучения и проведен сравнительный анализ его свойств с черенковским и дифракционно-черенковским излучениями при изменении параметров электродинамической системы и электронного потока; установлено, что при изменении параметров МДС интенсивность гармоник аномального дифракционного излучения может превышать интенсивность минус первой дифракционной гармоники излучаемой в диэлектрик; показана перспективность использования данного вида излучения в практических устройствах электроники СВЧ, изготовленных по планарной технологии.

5. Проведен численный анализ электронно-волновых процессов в режиме резонансного возбуждения колебаний для системы ОВ с металлодиэлектрическим слоем; установлено, что путем соответствующего подбора параметров ОВ: относительной диэлектрической проницаемости, толщины металлодиэлектрического слоя, параметров электронного потока возможно увеличение инкремента нарастания колебаний в 35 раз, по сравнению с ОВ в режиме нерезонансного возбуждения колебаний.

6. Экспериментально показана возможность значительного увеличения полосы пропускания связанных через ленточные дифракционные решетки ОР по сравнению с классическими резонаторами МСМ волн; установлено, что при связи через двойную периодическую ДР полоса пропускания в гигагерцовом диапазоне частот может достигать значений $\Delta f = 2,4$ ГГц, что примерно в 30 раз больше, чем в сфероидальном ОР без двойной ленточной ДР.

7. Путем экспериментального моделирования волновых процессов в ОР с периодическими планарными металлодиэлектрическими структурами, при изменении их электродинамических параметров, показана возможность реализации режимов селекции различных типов колебаний по частоте и амплитуде: при сохранении уровня амплитуды основного типа колебаний возможно подавление высших типов колебаний от 10 до 20 раз.

8. Экспериментально и теоретически показана возможность эффективной реализации различных каналов трансформации электромагнитных волн на периодических металлодиэлектрических структурах, на этой основе предложены схемы нерелятивистских дифракционно-черенковских и черенковских генераторов, которые могут быть реализованы на основе существующих технологий производства электровакуумных устройств МСМ диапазонов волн.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. – М.: Сов. радио, 1966. – 475 с.
2. Техника субмиллиметровых волн / Р.А. Валитов, С.Ф. Дюбко, В.В. Камышан и др.; Под ред. Р.А. Валитова. – М.: Сов. радио, 1969. – 480 с.
3. Шестопалов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т.1.: Открытые структуры. – К.: Наукова думка. – 1985. – 216 с.
4. Вайнштейн Л.А. Теория дифракции. Электроника СВЧ. – М.: Радио и связь, 1995. – 600 с.
5. Диплексер на основе открытого резонатора с гофрированными зеркалами / Ю.И. Кошуринов, В.Г. Павельев, М.И. Петелин и др. // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – Т.31, Вып. 16. – С. 73 – 79.
6. Квазиоптическая резонансная система для твердотельного генератора А.В. Архипов, О.И. Белоус, И.К. Кузьмичев, А.С. Тищенко // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т.10, № 2. – С. 166 – 171.
7. Воробьев Г.С., Петровский М.В., Журба В.О. Резонансные квазиоптические структуры в технике и электронике КВЧ (обзор) // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 2006. – № 6(90). – С. 5 – 21.
8. Открытые резонаторы для измерения малых диэлектрических потерь / С.Н. Власов, Е.В. Копосова, С.Е. Мясникова, В.В. Паршин // ЖТФ. – 2002. – Т.72, Вып. 12. – С. 79 – 87.
9. Мирошниченко В.С., Мележик П.Н., Сенкевич Е.Б. Исследование структуры резонансного поля в открытом резонаторе методом пробного тела. Теория и эксперимент // ЖТФ. – 2006. – Т.76, Вып. 8. – С. 115 – 122.
10. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. – Харьков: Изд-во Харьковского университета, 1976. – 232 с.

11. Ваврив Д.М., Третьяков О.А. Теория резонансных усилителей с распределенным взаимодействием О-типа. – К: Наукова думка, 1989. – 152 с.
12. Шестопалова В.П. Генераторы дифракционного излучения. – К.: Наукова думка, 1991. – 320 с.
13. Экспериментальное исследование оротрона 2 мм диапазона волн / Е.А. Мясин, А.Ю. Ильин, В.В. Евдокимов, С.Г. Чигарев // 15-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: Вебер, 2005. – С. 250 – 251.
14. Вакуумная СВЧ электроника: Сборник обзоров. – Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 2002. – 160 с.
15. Plasma density measurement of rf ion source / V.I. Voznyu, V.I. Mirosnichenko, S.M. Mordyk et al. // ВАНТ. – 2005. – №1. – С. 209 – 211.
16. The Sumy scanning nuclear microprobe: Design features and first tests / V.E. Storizhko, A.G. Ponomarev, V.I. Mirosnichenko et al. // Nuclear instruments and methods in physics research. – 2007. – В260, Issue 1. – P. 49 – 54.
17. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / А.Я. Усиков, Э.А. Канер, И.Д. Трутень и др. – К.: Наукова думка, 1986. – 368 с.
18. Belous O.I., Fisun A.I., Sukhoruchko O.N. Synthesis of Basic Components of a Low-Noise Input Circuit for Millimeter Wavelengths // Telecommunication and radio engineering. – 2003. – Vol. 59, № 1-2. – P. 111 – 118.
19. Сухоручко О.Н., Ткаченко В.И., Фисун А.И. Моделирование элементов входного малошумящего тракта с параметрическим усилением сигнала // Прикладная радиоэлектроника. – 2003. – №2. – С. 163 – 167.
20. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. – М.: Сов. радио, 1973. – 400 с.
21. Александров А.Ф., Афонин А.М., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими системами // Релятивистская высокочастотная электроника. – Горький: ИПФ АН СССР, 1981. – Вып.2. – С. 145 – 169.

22. Итоги науки и техники. Серия Электроника: Сб. науч. тр. – М.: ВИНТИ, 1985. – 351 с.
23. Gold S.H., Nusinovich G.S. Review of high-power microwave source research // *Rev. scient. instr.* – 1997. – Vol.68, №11. – P. 3945 – 3974.
24. Черепенин В.А. Многоволновая релятивистская электроника // *Радиотехника.* – 2005. – №1. – С. 114 – 129.
25. Миллиметровые и субмиллиметровые радиоволны: Электровакуумные приборы, газовая и лучевая спектроскопия, элементы и устройства сверхпроводниковой электроники / Р.П. Быстров, А.П. Выставкин, М.Б. Голант и др. // *Зарубежная радиоэлектроника.* – 1997. – №11. – С. 3 – 31.
26. Бецкий О.В., Яременко Ю.Г. Становление мм-терапии. Биофизические механизмы (эволюция взглядов) // 15-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: Вебер, 2005. – С. 22 – 26.
27. Экспериментальные исследования преобразования поверхностных волн в объемные в открытом волноводе / А.А. Вертий, Г.С. Воробьев, И.В. Иванченко и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* – 1988. – Т.31, №6. – С. 1242 – 1254.
28. Vorobjov G.S. Electrodinamic properties of coupled quasi-optical open cavities in sources of millimeter radiation // *Laser physics.* – 2000. – Vol.10, №4. – P. 932 – 938.
29. Моделирование черенковского и дифракционного излучений на периодических металлодиэлектрических структурах (обзор) / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, М.В. Петровский, А.И. Рубан, А.И. Цвык // *Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка.* – 2003. – №10(56). – С. 110 – 130.
30. Воробьев Г.С., Цвык А.И. Приборы дифракционной электроники с пространственно-развитыми структурами (обзор) // *Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка.* – 2002. – №5(38)-6(39). – С. 158 – 171.

31. Воробьев Г.С. Экспериментальное моделирование условий возбуждения колебаний в электродинамической системе связанных открытых резонаторов // Украинский физический журнал. – 2001. – Т.4, №10. – С. 1043 – 1046.
32. The Smith-Pursell Effect Amplification of the Electromagnetic Waves in an Open Waveguide with a Metal-Dielectric Layer / G.S. Vorobyov, A.S. Krivets, M.V. Petrovsky, A.I. Tsvyk, A.A. Shmatko // Telecommunications and radio engineering. – 2003. – №59(10,11, and 12). – P. 80 – 92.
33. Аномальное дифракционное излучение в планарной резонансной структуре с металлодиэлектрической решеткой / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, А.И. Цвык, Э.М. Хуторян, Л.И. Цвык // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 2005. – №4(76). – С. 159 – 173.
34. Воробьев Г.С., Петровский М.В., Кривец А.С. О возможности применения квазиоптических открытых резонансных металлодиэлектрических структур в электронике КВЧ // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2006. – Т49, №7. – С. 56 – 61.
35. Scattering of electron stream waves on metal-dielectric periodic structures / G.S. Vorobyov, A.I. Tzvyk, K.A. Pushkaryov, O.S. Makeyev // International journal of infrared and millimeter waves. – 1996. – Vol.17, №10. – P. 1761 – 1768.
36. Моделирование трансформации поверхностных волн электронного потока в объемные волны на металлодиэлектрических электродинамических структурах / Г.С. Воробьев, О.С. Макеев, К.А. Пушкарев, А.И. Цвык // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 1996. – №2(6). – С. 28 – 32.
37. Цвык А.И., Пушкарев К.А., Мирошников А.Э. / Возбуждение дифракционно-черенковского излучения в металлодиэлектрическом канале // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 1997. – №1(7). – С. 59 – 65.
38. Кривец А.С. Особенности электродинамических характеристик открытого волновода при возбуждении объемных волн распределенными

- источниками излучения // Радиотехника. – 2003. – Вып. 135. – С. 15 – 18.
39. Воробьев Г.С., Петровский М.В., Журба В.О. Особенности резонансных квазиоптических структур в технике и электронике КВЧ // 16-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: “Вебер”, 2006. – С. 276 – 277.
40. Квазиоптика; Под ред. Б.З. Каценеленбаума и В.В. Шевченко. – М.: Мир, 1966. – 428 с.
41. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. – М.: Высшая школа, 1970. – 440 с.
42. Милованов О.С., Собенин Н.П. Техника сверхвысоких частот. – М.: Атомиздат, 1980. – 464 с.
43. Почанина И.Е. О классификации типов собственных колебаний открытых волноводных резонаторов // Электродинамика открытых структур мм и субмм диапазонов. – Харьков: ИРЭ НАН Украины, – 1990. – С. 109 – 119.
44. Генератор дифракционного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / И.М. Балаклицкий, Б.К. Скрынник, О.А. Третьяков и др. // УФЖ. – 1969. – Т.14, №4. – С. 539 – 552.
45. Оротрон: А.с. 593589 СССР, МКИ Н01J 25/00 / И.М. Балаклицкий, Г.С. Воробьев, А.И. Цвык // Открытия. Изобрет. – 1981, №33. – 327 с.
46. Цвык А.И. Электронно-волновая теория дифракционного излучения // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1985. – №12. – С. 53 – 58.
47. Marshall E.M., Philips P.M., Walsh J.E. Planar orotron experiments in millimeter wavelength band / IEEE transactions on plasma science. – 1998. – Vol. 16, №2. – P. 199 – 205.
48. Нестационарные процессы в оротроне с дифракционным выводом излучения / Н.С. Гинзбург, Н.А. Завольский, В.Е. Запевалов и др. // ЖТФ. – 2000. – Т.70, Вып. 4. – С. 99 – 104.
49. Broadband orotron operation at millimeter and sub-millimeter waves / V.L. Bratman, B.S. Dumesl, A.E. Fedotov and others // International journal of infrared and millimeter waves. – 2002. – №23(11). – P. 1595 – 1601.

50. Оротрон: перспективы продвижения в субмиллиметровый диапазон длин волн / Ф.С. Русин, В.Л. Братман, А.Э. Федотов // Вакуумная СВЧ электроника: Сборник обзоров. – 2002. – С. 121 – 124.
51. Шматько А.А., Одаренко Е.Н. Электроника сверхвысоких частот. – Харьков: Факт, 2003. – 248 с.
52. Оптимизация параметров малошумящего квазиоптического ГЛПД с открытой сферо-уголково-эшелеттной системой / О.И. Белоус, Б.М. Булгаков, А.И. Фисун, А.М. Фурсов // Труды Всесоюзного совещания "Малошумящие генераторы СВЧ. Состояние разработок и перспективы применения в метрологии". – Иркутск, 1991. – С. 38.
53. Параметрическое усиление сигналов в миллиметровом диапазоне длин волн / О.Н. Сухоручко, О.И. Белоус, А.П. Касьяненко, А.И. Фисун // 13-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". – Севастополь: Вебер, 2003. – С. 141 – 143.
54. Кулиш В.В. Физика лазеров на свободных электронах общие положения / ХПИ Сумский филиал. – Сумы, 1990. – 192 с. – Рус. – Деп. в УкрНИИНТИ 5.09.90, №1526 – Ук90. – Реф. в: Гос. респ. научн.-техн. библи. СССР. – 1990.
55. Теория черенковских усилителей и генераторов на релятивистских пучках взаимодействий / В.А. Балакирев, Н.И. Карбушев, А.О. Островский, Ю.В. Ткач. – Киев: Наукова думка, 1993. – 192 с.
56. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Песков Н.Ю. О возможности использования двумерных брэгговских структур в ЛСЭ-усилителе, запитываемом ленточным электронным потоком // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т.25, Вып. 19. – С. 87 – 95.
57. Высокоэффективный узкополосный мазер на свободных электронах на основе брэгговского резонатора со скачком фазы / Н.Ю. Песков, Н.С. Гинзбург, А.А. Каминский и др. // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т.25, Вып. 11. – С. 19 – 28.
58. Моделирование планарного ЛСЭ-усилителя с ленточным релятивистским электронным пучком / Н.С. Гинзбург, Р.М. Розенталь, Н.Ю. Песков и

- др. // ЖТФ. – 2001. – Т.71, Вып. 12. – С. 58 – 61.
59. Генератор дифракционного излучения А.с. 749278 СССР, МКИ H01J 25/00 / И.М. Балаклицкий, Г.С. Воробьев, А.И. Цвык и др. // Открытия. Изобрет. – 1982. – №35. – С. 306.
60. Воробьев Г.С., Нестеренко А.В., Цвык А.И. Экспериментальное исследование одно- и двухкаскадных устройств дифракционной электроники // IV Всесоюзный симпозиум по мм и субмм волнам. – Харьков, 1984. – Т.1. – С. 54.
61. Исследование связанных открытых резонаторов со связью через дифракционные решетки / Г.С. Воробьев, Р.И. Куц, К.А. Пушкарев, А.И. Рубан // Тез. докл. научно-техн. конф. "Техника и физика электронных систем и устройств". – Сумы: СумГУ, 1995. – Ч.2. – С. 226.
62. Vorobjov G.S., Ruban A.I., Tsvyk A.I. Simulation of excitation mechanisms of oscillation in diffraction electronics devices on coupled open resonators // The Third International symposium physics and engineering of millimeter and submillimeter waves. – Kharkov: IRE NAS of Ukraine, 1998. – P. 194 – 195.
63. Рубан А.И. Електромагнітні взаємодії просторових гармонік черенковського та дифракційного випромінювань в електродинамічних системах пристроїв край високих частот: Автореф. дис. ... к.ф.-м.н: 01.04.01 / Сумський держ. ун-т. – Суми., 1999. – 19 с.
64. Связанные резонаторы в диэлектронетрии тонких пленок / Е.В. Белоусов, В.Г. Корж, В.Н. Кошпаренко, Ю.В. Майстренко // Радиофизика и электроника. – 1997. – Т.2, №1. – С. 39 – 42.
65. Миниатюризация устройств дифракционной электроники / А.А. Вертий, Г.С. Воробьев, И.В. Иванченко и др. // X Всесоюзная научная конференция по электронике СВЧ. – Минск, 1983. – С. 125 – 126.
66. Нестеренко А.В., Цвык А.И., Шестопалов В.П. Миниатюризация генератора дифракционного излучения // Докл. АН СССР. Сер.А. – 1984. – №1. – С. 84 – 88.

67. Исследование процессов усиления в регенеративном усилителе на базе ГДИ / В.П. Андросов, А.А. Вертий, И.К. Кузьмичев и др. // Электроника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. – Киев: Наукова думка, 1988. – С. 13 – 17.
68. Генератор дифракционного излучения с отражателем электронного потока / И.М. Балаклицкий, Г.С. Воробьев, А.И. Цвык и др. // Докл. АН УССР. Сер.А. – 1976. – №9. – С. 822 – 824.
69. Балаклицкий И.М., Воробьев Г.С., Цвык А.И. Анализ пусковых токов отражательного генератора дифракционного излучения // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1980. – Т. 23, №10. – С. 49 – 52.
70. О возбуждении стохастических колебаний в генераторе дифракционного излучения – лазере на свободных электронах / В.К. Корнеенков, В.С. Мирошниченко, А.И. Цвык и др. // Докл. АН УССР. Сер.А. – 1982. – №5. – С. 59 – 61.
71. Воробьев Г.С., Рубан А.И., Шматько А.А. Линейная теория нерезонансного усилителя КВЧ с распределенным взаимодействием на эффекте Смита-Парселла // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1999. – Т.42, №6. – С. 67 – 70.
72. Теоретический анализ условий возбуждения колебаний в усилителе с распределенным взаимодействием на эффекте Смита-Парселла / Г.С. Воробьев, А.И. Рубан, А.С. Кривец, А.А. Шматько // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 1999. – №1(12). – С. 28 – 33.
73. Исследование возможности повышения эффективности взаимодействия электронов с СВЧ полями в резонансных приборах О-типа / Г.С. Воробьев, А.В. Нестеренко, К.А. Пушкарев, А.И. Цвык; Под ред. В.В. Кулиша // Современные проблемы прикладной физики. – К.: НМК ВО, 1992. – С. 101 – 117.
74. Применение металлодиэлектрических периодических структур в электронике КВЧ / Г.С. Воробьев, О.С. Макеев, К.А. Пушкарев, А.И. Цвык // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 1996. – №1(5). – С. 17 – 22.

75. Пушкарьов К.О. Дослідження дифракційно-черенковського випромінювання електронного потоку у відкритих метало-діелектричних структурах: Автореф. дис. ... к.ф.-м.н: 01.04.01, 01.04.04 / Сумський держ. ун-т. – Суми. – 1997. – 23 с.
76. Simulation of the excitation processes of diffraction-cerenkov radiation by the electron beam space charge waves on metal-dielectric periodic structures / G.S. Vorobjov, K.A. Pushkaryov, A.I. Ruban, A.I. Tsvyk // The Third International symposium physics and engineering of millimeter and submillimeter waves. – Kharkov: IRE NAS of Ukraine, 1998. – P. 196 – 197.
77. Черенковське та дифракційне випромінювання нерелятивістського електронного потоку на метало-діелектричних структурах / Г.С. Воробйов, К.О. Пушкарьов, А.І. Рубан та ін. // II Міжнародний Смакуловий симпозіум “Фундаментальні і прикладні проблеми сучасної фізики”. – Тернопіль: ТДТУ ім. І. Пулюя, 2000. – С. 203 – 204.
78. Экспериментальное моделирование волновых процессов в усилителе на эффекте Смита-Парселла / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, М.В. Петровский, А.И. Рубан // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 2002. – №5(38)-6(39). – С. 117 – 124.
79. Николаенко Л.И., Цвык А.И. Влияние диэлектрического слоя на возбуждение излучения в периодической структуре с потерями // Сб. Радиотехника. – Харьков.: Изд. ХГУ, 1971. – Вып. 19. – С. 102 – 107.
80. Воробьев Г.С., Пушкарев К.А., Цвык А.И. Численный анализ экранирующих свойств дифракционной решетки при возбуждении электронным потоком излучения на металло-диэлектрических структурах // Радиотехника и электроника. – 1997. – Т.42. – С. 738 – 740.
81. Энергетические характеристики пространственных гармоник дифракционно-черенковского излучения в периодических металло-диэлектрических структурах / Г.С. Воробьев, К.А. Пушкарев, А.И. Рубан, А.И. Цвык // 8-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". – Севастополь: СГТУ, 1998. – Т1. – С. 210 – 212.

82. Энергетические характеристики дифракционно-черенковского излучения в периодических металлодиэлектрических структурах / Г.С. Воробьев, К.А. Пушкарев, А.И. Рубан, А.И. Цвык // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1999. – Т.42, №10. – С. 62 – 66.
83. Черенковське та дифракційне випромінювання нерелятивістського електронного потоку на метало-діелектричних структурах / Г.С. Воробйов, К.О. Пушкарьов, А.І. Рубан, О.І. Цвик // Фізичний збірник НТШ. – 2001. – Т.4. – С. 317 – 322.
84. Підсилення електромагнітних хвиль на ефекті Сміта-Парселла / Г.С. Воробйов, А.І. Рубан, О.С. Кривець, О.О. Шматько // Фізичний збірник НТШ. – 2001. –Т.4. – С. 323 – 330.
85. Возбуждение колебаний в усилителе на эффекте Смиа-Парселла с металлодиэлектрическим слоем / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, А.А. Шматько, Э.М. Хуторян // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 2002. – №5(38)-6(39). – С. 110 – 116.
86. Волновые процессы в открытом волноводе с металлодиэлектрическим слоем / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, М.В. Петровский, А.А. Шматько // 12-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: “Вебер”, 2002. – С. 221 – 222.
87. Исследование условий возбуждения электромагнитных колебаний в открытом волноводе с металло-диэлектрическим слоем / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, М.В. Петровский, А.Ю. Победин // Сборник научных трудов 6-го Международного молодежного форума “Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке”. – Харьков: ХНУРЭ, 2002. – Ч.1. – С. 86 – 87.
88. Кривець О.С., Петровський М.В. Електронно-хвильовий механізм підсилення коливань у відкритому хвилеводі з метало-діелектричним шаром // Всеукраїнська конференція молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “ЕВРИКА 2002”. – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2002. – С. 160 – 161.

89. Кривець О.С., Петровський М.В. Електронно-хвильовий механізм підсилення коливань у відкритому хвилеводі з метало-діелектричним шаром // Вісник Львівського університету. – 2004. – №37. – С. 123 – 131.
90. Электронно-волновые процессы в усилителе на эффекте Смита-Парселла с металлодиэлектрическим слоем / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, М.В. Петровский, А.А. Шматько // 14-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: “Вебер”, 2004. – С. 209 – 210.
91. Воробьев Г.С. Волновое моделирование черенковского и дифракционного излучений в пространственно ограниченных металлодиэлектрических структурах // Радиотехника. – 2000. – Вып.116. – С. 12 – 20.
92. Воробьев Г.С., Петровский М.В., Рубан А.И. Экспериментальное моделирование условий возбуждения колебаний в открытом резонаторе с металлодиэлектрической структурой // 13-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: “Вебер”, 2003. – С. 286 – 287.
93. Петровський М., Победин О. Експериментальні дослідження відкритих резонаторів з металодіелектричними структурами // Всеукраїнська конференція молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “ЕВРИКА 2003”. – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2003. – С. 109.
94. О возможности применения периодических металлодиэлектрических структур в электронике КВЧ / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, А.С. Кривец, А.И. Цвык // 14-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: “Вебер”, 2004. – С. 211 – 212.
95. Петровський М. Хвильові характеристики відкритих квазіоптичних систем з металодіелектричними структурами // Міжнародна конференція молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “ЕВРИКА-2004”. – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2004. – С. 213 – 214.

96. Vorobjov G.S., Petrovsky M.V., Tsvyk A.I. Features of spectral characteristics of open resonance electrodynamic systems with periodic metal-dielectric structures // The Fifth International Kharkov symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter, and submillimeter waves. – Kharkov: IRE NAS of Ukraine, 2004. – С. 576 – 578.
97. Перспективы использования пространственно-развитых резонансных структур в дифракционной электронике / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, В.О. Журба, Ю.А. Крутько // 15-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: “Вебер”, 2005. – С. 265 – 266.
98. Электродинамические характеристики открытого волновода с дифракционно-связанными источниками излучения / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, М.В. Петровский, А.А. Шматько // 15-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: “Вебер”, 2005. – С. 263 – 264.
99. Петровский М.В., Журба В.О. Автоматизация измерений пространственных и волноводных характеристик электродинамических систем устройств дифракционной электроники // Конференція молодих учених та аспірантів “ІЕФ-2007”. – Ужгород: ІЕФ НАН України. – 2007. – С. 124.
100. Лопухин В.М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками. – М.: Сов. радио, 1953. – 325 с.
101. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. – М.: Сов. радио, 1970. – 564 с.
102. Шестопалов В.П. Методы задачи Римана-Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. – Харьков: Харьковский университет, 1971. – 400 с.
103. Вальднер О.А., Милованов О.С., Собенин Н.П. Техника сверхвысоких частот. Учебная лаборатория. – М.: Атомиздат, 1974. – 232 с.
104. Cullen A.L. Millimeter-wave open-resonator techniques // International journal of infrared and millimeter waves. – 1983. – Vol.10. – P. 233–281.

105. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах: Методы и техника; Под ред. Р.А. Валитова, Б.И. Макаренко. – М.: Радио и связь, 1984. – 296 с.
106. Воробьев Г.С. Исследование физических процессов возбуждения электромагнитных колебаний в отражательном генераторе дифракционного излучения: Автореф. дисс. ... к.ф.-м.н: 01.04.03 / Харьковский гос. ун-т. – Харьков, 1984. – 23 с.
107. Cullen A.L., Yu P.K. The accurate measurement of permittivity by means of an open resonator // Proceedings of the Royal Society of London. – 1971. – A 325. – P. 493 – 509.
108. Кириченко А.Я., Цвык А.И. Трансформация волн диэлектрического волновода в объемные волны // Изв. вузов. Радиофизика. – 1986. – Т.29, №1. – С.128 – 133.
109. Чернушенко А.М., Петров Б.В., Малорацкий Л.Г. Конструирование экранов и СВЧ устройств. – М.: Радио и связь, 1990. – 352 с.
110. Петрушин А.А., Балаклицкий И.М., Шестопапов В.П. Установка для изучения электромагнитных полей в открытых резонаторах миллиметрового диапазона // ПТЭ. – 1970. – №2. – С. 147 – 151.
111. О применимости векторной теории сфероидальных открытых резонаторов при анализе экспериментальных исследований их резонансных и спектральных характеристик / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, Ю.А. Крутько, В.А. Зленко, Ю.В. Шульга // Вісник Сумського державного університету. Серія Фізика, математика, механіка. – 2007. – № 1. – С. 95 – 102.
112. Yu P.K., Cullen A.L. Measurement of permittivity by means of an open resonator I. Theoretical // Proceedings of the Royal Society of London. – 1982. – A 380. – P. 49 – 71.
113. О возможности применения планарных резонансных периодических структур при микроминиатюризации устройств электроники СВЧ / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, В.О. Журба, А.И. Цвык, Л.И. Цвык // Харьковская нанотехнологическая Ассамблея-2007. – Харьков: ННЦ “ХФТИ”, 2007. – Т. 2. – С. 133 – 137.

114. Цвык А.И., Цвык Л.И. Явление аномального дифракционного излучения в металлодиэлектрической решетке // 12-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: “Вебер”, 2002. – С. 142 – 143.
115. Цвык А.И., Нестеренко А.В. Экспериментальный метод исследования поляризационных эффектов токооседания при возбуждении черенковского излучения нерелятивистским электронным потоком в изотропном диэлектрике // ДАН Украины. – 1996. – №12. – С. 85 – 89.
116. Петровський М., Журба В., Крутько Ю. Про можливість керування спектральними характеристиками відкритих резонаторів з металодіелектричними структурами // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “ЕВРИКА 2006”. – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка. – 2006. – В. 8.
117. О возможности управления спектральными характеристиками открытых резонаторов с металлодиэлектрическими неоднородностями / Г.С. Воробьев, М.В. Петровский, В.О. Журба, Ю.А. Крутько // 16-я Международная Крымская конференция “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь: “Вебер”. – 2006. – С. 278 – 279.
118. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
119. Григорьев А.Д. Электродинамика и техника СВЧ. – М.: Высш. шк., 1990. – 335 с.
120. Взятых В.Ф. Диэлектрические волноводы. – М.: Сов. радио, 1970. – 216 с.
121. Воробьев Г.С., Пушкарев К.А. К вопросу повышения стабильности частоты резонансной ЛОВ // Тез. докл. Всесоюзного научно-технического совещания “Малощумящие генераторы СВЧ”. – Иркутск: Вост.-Сиб. правда, 1991. – С. 51.
122. Голант М.Б., Бобровский Ю.Л. Генераторы СВЧ малой мощности. Вопросы оптимизации параметров. – М.: Сов. радио, 1977. – 336 с.