

Министерство образования и науки Украины
Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

На правах рукописи

Катрич Виктор Александрович

УДК 537.87:621.396.677

**ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
ПОЛЕЙ РЕГУЛЯРНЫМИ И НЕРЕГУЛЯРНЫМИ
ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫМИ СТРУКТУРАМИ**

01.04.03 – радиофизика

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Харьков – 2005

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	8
ВВЕДЕНИЕ.....	10
РАЗДЕЛ 1. ЦЕЛЕВЫЕ ИЗЛУЧАЮЩИЕ СТРУКТУРЫ. ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК.....	33
1.1. Основные направления развития теории и техники одноэлементных и многоэлементных структур.....	33
1.2. Методы решения задач о щелевой связи электродинамических объемов.....	57
1.2.1. Волноводно-щелевые излучатели.....	58
1.2.2. Методы расчета многоэлементных волноводно-щелевых структур.....	71
1.2.3. Широкополосные щелевые излучатели в монохроматическом и нестационарном режимах излучения.....	81
1.3. Выбор направлений исследований.....	84
Выводы по разделу.....	88
РАЗДЕЛ 2. ПРИБЛИЖЕННЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ МАГНИТНОГО ТОКА В ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЯХ И ОТВЕРСТИЯХ СВЯЗИ.....	90
2.1. Постановка задачи и исходные интегральные уравнения.....	91
2.2. Приближенные методы решения интегральных уравнений для тока.....	95
2.2.1. Метод малого параметра.....	95
2.2.2. Метод итераций.....	99
2.3. Асимптотическое решение интегрального уравнения для тока.....	102
2.3.1. Метод усреднения.....	102
2.3.2. Щели в стенках прямоугольного волновода.....	106
2.3.3. Численные результаты.....	109
2.4. Метод усреднения для электрически длинных продольных щелей в прямоугольном волноводе.....	114

2.4.1. Решение интегрального уравнения для тока во втором приближении.....	114
2.4.2. Численные результаты.....	115
2.4.3. Ближнее поле и резонансные частоты для продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода.....	120
2.5. Метод наведенных магнитодвижущих сил для одиночных щелей в прямоугольном волноводе.....	125
2.5.1. Метод наведенных магнитодвижущих сил.....	125
2.5.2. Метод наведенных магнитодвижущих сил с базисными функциями метода усреднения.....	126
2.6. Экспериментальные измерения характеристик щелевых излучателей...	130
Выводы по разделу.....	132
 РАЗДЕЛ 3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ДЛИННЫЕ ЩЕЛЕВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ.....	134
3.1. Постановка задачи.....	135
3.2. Амплитудное и фазовое распределения электрического поля в щели.....	138
3.3. Щели в широкой стенке прямоугольного волновода.....	144
3.3.1. Энергетические характеристики.....	145
3.3.2. Направленные свойства излучателей.....	149
3.4. Щели в узкой стенке прямоугольного волновода.....	160
3.5. Экспериментальные исследования характеристик щелевых излучателей...	174
Выводы по разделу.....	179
 РАЗДЕЛ 4. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ.....	182
4.1. Криволинейная щель в прямоугольном волноводе.....	184
4.1.1. Обобщенная формулировка задачи.....	184
4.1.2. Узкая криволинейная щель.....	189
4.1.3. Приближение тонкой стенки волновода.....	193
4.1.4. Учет конечной толщины стенки волновода.....	194

4.2. Электрически длинная криволинейная щель в прямоугольном волноводе.....	196
4.2.1. Приближение малой кривизны щели.....	196
4.2.2. Заполнение волновода и полости щели диэлектриком.....	201
4.3. Энергетические характеристики и диаграмма направленности криволинейного излучателя. Результаты расчета и эксперимента.....	203
4.4. Наклонная щель в узкой стенке прямоугольного волновода.....	209
4.4.1. Внутренняя проводимость щели.....	212
4.4.2. Внешняя проводимость щели.....	218
4.4.3. Расчет энергетических характеристик.....	220
4.5. Волноводно-щелевые излучатели с расширяющейся щелью.....	229
Выводы по разделу.....	235
 РАЗДЕЛ 5. МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ИЗЛУЧАЮЩИЕ СИСТЕМЫ.....	239
5.1. Система двух щелей и «групповые» излучатели.....	243
5.1.1. Базисные функции метода усреднения в задаче о системе щелей.....	243
5.1.2. Наклонные щели в узкой стенке прямоугольного волновода.....	258
5.1.3. «Групповые» излучатели.....	260
5.2. Многоэлементные волноводно-щелевые системы излучателей.....	277
5.2.1. Антенны вытекающей волны на основе волновода с системой поперечных щелей.....	278
5.2.2. Двухчастотная щелевая решетка на многомодовом волноводе.....	288
5.2.3. Амплитудное и фазовое распределения поля в волноводно-резонаторно-щелевых излучающих структурах	296
5.2.4. Система наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке.....	307
5.2.5. Возбуждение открытой щелевой структуры магнитным диполем.....	316
5.3. Системы излучателей на основе полосковых структур.....	322
5.3.1. Излучающая система на основе изолированного зеркального диэлектрического волновода.....	325

5.3.2. Двухканальная неэквидистантная система полосковых излучателей с отклоненным лучом диаграммы направленности.....	344
Выводы по разделу.....	351

РАЗДЕЛ 6. ИЗЛУЧЕНИЕ ЩЕЛЕВЫМИ СТРУКТУРАМИ

НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПОЛЕЙ.....	358
6.1. Излучатели на основе щелевых линий передачи.....	358
6.2. Расширяющиеся щелевые антенны.....	361
6.2.1. Синтез и оптимизация расширяющейся щелевой антенны.....	362
6.2.2. Расчет характеристик излучения расширяющейся щелевой антенны при видеоимпульсном возбуждении.....	367
6.2.3. Излучение апертуры с несинхронным импульсным возбуждением....	369
6.2.4. Моделирование излучения расширяющейся щелевой антенны с помощью апертуры с несинхронным импульсным возбуждением.....	370
6.2.5. Импульсное излучение решетки из расширяющихся щелевых антенн.....	377
6.3. Кольцевые щели.....	381
6.3.1. Постановка задачи.....	382
6.3.2. Решение задачи излучения из кольцевой щели.....	382
6.4. Прямоугольные щели, возбуждаемые волной с произвольной временной зависимостью.....	400
6.4.1. Решение задачи излучения из прямоугольной щели.....	400
6.4.2. Поле, излучаемое системой двух щелей.....	408
Выводы по разделу.....	412
ВЫВОДЫ.....	415
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	424
ПРИЛОЖЕНИЕ А. Научно-исследовательские работы, в которых использовались результаты диссертации (1981г.–2004г.)..	474

ПРИЛОЖЕНИЕ Б. Электромагнитные поля и проводимости щелей в стенках прямоугольного волновода.....	478
Б.1. Функции Грина рассматриваемых пространственных областей.....	478
Б.2. Функции собственного поля и проводимости щелей в стенках прямоугольного волновода.....	478
Б.3. Ближние поля продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода.....	482
ПРИЛОЖЕНИЕ В. Внешние собственные и взаимные частичные проводимости.....	483
ПРИЛОЖЕНИЕ Д. Излучатели сложной конфигурации.....	489
Д.1. Интегро-дифференциальное уравнение для тока в криволинейной щели в приближении бесконечно тонкой стенки волновода.....	489
Д.2. Алгоритм численного расчета амплитудно-фазового распределения поля в криволинейной щели.....	491
Д.3. Алгоритмы расчета энергетических характеристик и диаграммы направленности криволинейной щели.....	493
Д.4. Внутренняя проводимость наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода.....	498
Д.5. Проводимости щели с изменяющейся шириной.....	502
ПРИЛОЖЕНИЕ Ж. Система двух щелей: взаимные проводимости, энергетические характеристики.....	507
Ж.1. Метод усреднения в системе двух щелей.....	507
Ж.2. Метод усреднения в системе двух поперечных щелей.....	511
Ж.3. Щели в узкой стенке прямоугольного волновода.....	513
Ж.4. Диаграммы направленности системы щелей.....	515
Ж.5. Поле магнитного диполя, расположенного вблизи электрически длинной щели.....	517

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. Излучающие системы на основе многоэлементных

структур.....	523
3.1. Проводимости и энергетические характеристики системы поперечных щелей в прямоугольном волноводе с базисными функциями метода усреднения.....	523
3.2. Собственные и взаимные проводимости щелей в волноводно- резонаторно-щелевой решетке.....	525
ПРИЛОЖЕНИЕ К. Поля в гибридных структурах.....	529
К.1. Представление функций в частичных областях изолированного зеркального диэлектрического волновода.....	529
К.2. Вид системы связанных интегральных уравнений для возбудителя резонансного типа.....	530
К.3. Система линейных алгебраических уравнений для электрически длинного излучателя.....	532

ПЕРЕЧЕНЬ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

$\vec{E}, \vec{H}$ – векторы напряженности электрического и магнитного поля;

λ – длина волны в свободном пространстве;

$k = 2\pi/\lambda = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$ – волновое число;

$\omega = 2\pi f$ – круговая частота;

f – частота, измеряемая в Герцах;

$\varepsilon = \varepsilon_a/\varepsilon_0$ – относительная комплексная диэлектрическая проницаемость;

$\mu = \mu_a/\mu_0$ – относительная комплексная магнитная проницаемость;

ε_a, μ_a – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды;

ε_0, μ_0 – абсолютная диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума;

$i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица;

$\pi = 3.14159\dots$ – отношение длины окружности к диаметру;

N – количество щелевых элементов;

АР – амплитудное распределение;

АФР – амплитудно-фазовое распределение;

ВЩР – волноводно-щелевая решетка;

ГГц – гигагерцы;

ДН – диаграмма направленности;

ИЗДВ – изолированный зеркальный диэлектрический волновод;

КВЧ – крайне высокие частоты;

КНД – коэффициент направленного действия;

КПД – коэффициент полезного действия;

КСВН – коэффициент стоячей волны;

КУ – коэффициент усиления;

ЛРЩА – линейно расширяющаяся щелевая антенна;

МГц – мегагерцы;

МДС – магнитодвижущая сила;

МПА – микрополосковая антенна;

НИР – научно-исследовательская работа;

ПА – полосковая антенна;

ПК – персональный компьютер;

РЛС – радиолокационные системы;

РЩА – расширяющаяся щелевая антенна;

СВЧ – сверхвысокие частоты;

СЛАУ – система линейных алгебраических уравнений;

УБЛ – уровень боковых лепестков;

ФАР – фазированная антенная решетка;

ЩА – щелевая антенна;

ЩАПШ – щелевая антенна с постоянной шириной щели;

ЩАР – щелевая антенная решетка;

ЭВМ – электронно-вычислительная машина.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие современной радиофизики, СВЧ и КВЧ техники связано прежде всего с возрастающим уровнем и полнотой исследований физической природы формирования и закономерностей реализации характеристик электродинамических структур, проявляющихся при излучении, распространении и рассеянии электромагнитных волн.

Требования практики предопределяют необходимость интенсивных поисков новых теоретических идей и связанных с ними путей технической реализации перспективных в прикладном плане физических эффектов и явлений. Предполагают создание базовых элементов, структур и функциональных устройств, обладающих новыми, ранее не достижимыми техническими характеристиками, разработку современных компьютерных технологий анализа и возможной оптимизации параметров отдельных базовых элементов и устройств в целом.

В радиофизике и электронике при освоении СВЧ и КВЧ диапазонов электромагнитных волн и при решении многообразия прикладных задач, прежде всего в области создания современных приемо-передающих антенных систем и устройств антенно-фидерного тракта, находят широкое применение волноводно-щелевые структуры. Это антенны невыступающего типа в радиотехнических комплексах различного назначения на аэрокосмических аппаратах, антенны радиометров, навигационных систем, систем аэрокосмической и наземной связи, устройства и оборудование современных СВЧ-технологий, радиолокационные системы управления, обнаружения, наведения, опознавания объектов.

Многообразие видов и форм щелевых элементов, расположение их в различных типах линий передач и возможность использования особенностей режимов их возбуждения, в том числе нестационарных, являются основой для решения задач по созданию эффективных излучающих устройств и систем с оптимальными и новыми характеристиками. Такие устройства логически встраиваются в существующие СВЧ комплексы и устройства, отличаются лучшей технологичностью, низкой стоимостью и высокой степенью эффективности. Освоение

высокочастотной области СВЧ диапазона волн связано также с перспективностью применения излучающих устройств различной конфигурации на основе металлодиэлектрических конструкций с использованием широкополосных и высокоэффективных излучающих систем на основе гибридных структур, позволяющих использовать новые функциональные особенности таких элементов и узлов.

Очевидно, что без надлежащего развития теории, разработки математических моделей и новых методов расчета таких электродинамических структур, без выявления основных физических закономерностей в формировании излучаемого ими электромагнитного поля, систематического и детального анализа физических особенностей волновых процессов в структурах с учетом различных факторов, влияющих на эффективность возбуждения, излучения и распространения электромагнитных волн, невозможно наметить пути по созданию новых или существенному улучшению рабочих характеристик действующих устройств СВЧ и КВЧ диапазонов. Решение совокупности таких задач представляется актуальной научно-технической проблемой.

Для решения этой проблемы требуется комплексный подход, включающий в себя:

- развитие строгих математических методов решения задач возбуждения электродинамических объемов магнитными или электрическими токами;
- создание математических моделей, адекватных исследуемым физическим процессам;
- создание численных алгоритмов расчета характеристик исследуемых устройств;
- анализ физических закономерностей и особенностей в формировании излучаемого электромагнитного поля и на его основе проведение целенаправленной оптимизации электродинамических и технических характеристик;
- проведение экспериментальных исследований и обоснование достоверности полученных результатов.

Разработанные ранее методы теоретических исследований, применяемые для описания волновых процессов в таких структурах, имеют целый ряд ограни-

чений и приближений как по геометрическим, так и по электродинамическим параметрам излучающих элементов, волноведущих линий и функциональных устройств. В большинстве практических случаев они либо не позволяют провести в полном объеме многопараметрический анализ физически реализуемых моделей, либо ошибочны, либо вовсе отсутствуют. Так, к настоящему времени из всего многообразия возможной практической реализации волноводно-щелевых излучающих структур достаточно хорошо и полно исследованы, разработаны математические модели, методы и алгоритмы расчета электродинамических характеристик только наиболее простых из них. Это – одиночные узкие прямоугольные щели, расположенные в стенках прямоугольных волноводов с однородным диэлектрическим заполнением в приближении, когда длины щелей $2L$ близки к полуволновым, и бесконечно длинные щели в цилиндрических волноведущих открытых структурах при возбуждении их гармоническими сигналами. Однако, даже в этих случаях полученные решения имеют ограниченную возможность применения при расчете многоэлементных структур. Это связано с необходимостью решения системы линейных алгебраических уравнений высокого порядка, определяемого как $2NQ$, где N – количество щелевых элементов, Q – число вектор-функций, аппроксимирующих распределение электрического поля в щели.

Аналитическое решение задачи по определению магнитного тока в прямоугольной щели ограничено длинами щелей равными 0.5 рабочей длины волны.

Численно-аналитические решения задач по определению характеристик излучателей (с использованием методов моментов или Галеркина), длины которых отличны от полуволновых, имеют ограниченную возможность применения при расчете электрически длинных и многоэлементных структур.

Используемое на практике приближение аппроксимации поля в щели экспоненциально спадающей вдоль неё функцией для электрически длинных (но конечных размеров) щелей во многих случаях ошибочно и не соответствует действительности. С ростом электрической длины щели определение ее резонанс-

ных и частотно-энергетических характеристик, представляющих собой многопараметрическую зависимость от геометрических размеров и материальных параметров волноведущего тракта и самой щели, становится сложной, а в случае многоэлементных структур в рамках существующих методов, практически, неразрешимой задачей.

Из-за несовершенства решения соответствующих задач возбуждения волноведущих трактов, используемых математических моделей, методов и алгоритмов расчета характеристик одиночных щелевых излучателей произвольной длины и отличной от прямоугольной формы и конфигурации, невозможно проведение многопараметрического анализа их характеристик, а также использование электродинамических методов расчета многоэлементных систем на базе таких излучателей.

Недостаточно проведены также исследования по созданию излучающих структур на основе изолированных диэлектрических волноводов с использованием электрически длинных ($2L > \lambda/2$) излучающих элементов и элементов резонансного типа с неосевой продольной ориентацией. Действующие модели не обеспечивают высокого уровня рабочих параметров устройств.

Для обнаружения объектов, находящихся в слое или под слоем проводящей среды (например, таких как морская вода, грунт, лед, биологические среды) и среды, поглощающей радиоволны, возможности традиционных радиолокационных устройств с узкополосными зондирующими импульсами ограничены. С уменьшением рабочей длины волны с одной стороны уменьшается погрешность в определении координат объекта, а с другой – уменьшается величина скин-слоя и, следовательно, глубина проникновения этого поля в проводящую среду. В этом случае перспективно применение нестационарных видеосигналов (коротких импульсов без несущей), которые могут иметь большую глубину проникновения и использоваться для решения задачи повышения точности определения координат объектов.

Использование нестационарных полей также позволяет значительно уве-

личить скорость передачи информации, что существенно для организации высокоскоростных каналов радиосвязи с подземными, подводными и космическими объектами.

Одним из главных препятствий на пути повсеместного использования сверхширокополосных электромагнитных полей является проблема реализации их направленного излучения с малыми искажениями временной характеристики (огибающей импульса).

Очевидно, такое состояние теории излучающих структур не позволяет выработать и надлежащих рекомендаций для новых приложений и более широкого использования их в различных устройствах и комплексах. В этой связи решение электродинамических задач, направленных на выявление основных физических закономерностей формирования излучаемого электромагнитного поля и последующего проектирования на этой основе технических устройств, позволит обеспечить проведение всего комплекса теоретических, расчетных и экспериментальных исследований их характеристик, а также решить проблемную задачу по расширению элементной базы излучающих устройств и систем СВЧ и КВЧ диапазонов, в том числе и в области создания многочастотных и широкополосных излучающих структур.

Актуальность темы

Актуальность темы диссертации связана с возрастающей потребностью практики в новых идеях, направленных на создание перспективных излучающих систем и устройств СВЧ и КВЧ диапазонов с улучшенными или новыми функциональными возможностями, что обуславливает необходимость дальнейшего совершенствования и развития теории и методов расчета выходных характеристик таких структур на основе щелевых элементов произвольной электрической длины и конфигурации, расположенных в стенках различных волноведущих трактов и на полосковых линиях передачи при возбуждении их гармоническими, широкополосными или нестационарными полями.

Это позволяет с одной стороны расширить представления и выяснить физическую природу и новые закономерности в формировании излучаемого элек-

ромагнитного поля в таких структурах, а с другой – раскрывает дополнительные возможности усовершенствования технических характеристик действующих и создания новых электродинамических устройств и систем в целом.

Использование широкого спектра особенностей электродинамических характеристик таких структур, обусловленных многообразием их видов (конфигурацией, геометрическими и электрическими параметрами, расположением и ориентацией излучающих элементов, типом волноведущих трактов и их дисперсионными характеристиками, использованием диэлектрических материалов и др.) и режимов возбуждения, позволяют обеспечить решение большого круга современных задач антенной и СВЧ техники.

Создание новых эффективных излучающих и приемных антенн для нестационарных электромагнитных полей является основой решения задач по организации высокоскоростной и многоканальной связи и осуществления радиолокации через поглощающие среды с высокой разрешающей способностью. Кроме того, такие системы необходимы и для организации эффективной ионосферно-магнитосферной связи, для дистанционного зондирования земной поверхности и мониторинга окружающей среды.

В этой связи разработка и развитие современных математических методов и подходов к решению задач возбуждения электродинамических объемов магнитными и электрическими токами, создание математических моделей и алгоритмов расчета, не требующих априорных ограничений на геометрические размеры и электрические параметры, позволят с единых позиций проводить комплексные многопараметрические исследования процессов возбуждения, излучения и распространения электромагнитных волн в излучающих структурах.

В математическом и физическом отношениях развитие теории и методов решения задач возбуждения и излучения гармонических или нестационарных сигналов рассматриваемого класса излучающими элементами, устройствами и системами на базе волноводно-щелевых, полосковых и гибридных структур связано с разработкой строгих методов решения граничных задач электродинамики. Решения таких задач являются основой для дальнейшего развития математиче-

ских моделей, с большой степенью точности описывающих исследуемые физические процессы в структурах, создаваемых на основе более широкого класса волноведущих трактов и с использованием как исследуемых типов, так и создаваемых на их основе комплексов базовых функциональных излучающих элементов, разработке методов их многопараметрического компьютерного анализа и проведению оптимизации электромагнитных и эксплуатационных характеристик на основе методов теории многокритериального моделирования. Все эти задачи и комплексы исследований выходных характеристик излучающих структур и устройств СВЧ и КВЧ диапазонов являются актуальными как в непосредственно научном, так и в прикладном отношении.

Связь работы с научными программами, планами, темами

Диссертационная работа является обобщением результатов исследований, проведенных автором на кафедре прикладной электродинамики Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина в период с 1981 г. по 2004 г.

Общенаучное и прикладное значение работы обусловлено ее связью с целевыми и комплексными научно-исследовательскими программами и планами, заданными Постановлениями Государственных директивных органов, Кабинета Министров Украины, Министерства обороны Украины и Национальной академии наук Украины, Министерства образования и науки Украины.

Исследования, проведенные в работе, выполнялись также в рамках межвузовской программы «Излучение» (проблемы №1.5.4.2) и связаны с утвержденными Кабинетом Министров Украины приоритетными направлениями развития науки и техники «Перспективні інформаційні технології, прилади комплексної автоматизації, системи зв'язку» (до 2002 г.) и «Фундаментальні дослідження з найважливіших проблем природничих, суспільних і гуманітарних наук» (до 2006 г.).

Автор являлся непосредственным исполнителем 27 научно-исследовательских работ, выполнявшимся по отмеченным Государственным программам, и проводимым в области исследования физических особенностей и математического моделирования процессов рассеяния электромагнитных волн и нестационарных

нарных полей на регулярных и нерегулярных неоднородностях и волноводно-щелевых структурах с диссипативными и недиссипативными диэлектрическими включениями; исследования физических и математических аспектов проблем оптимизации электродинамических характеристик излучающих структур, а также научно-технических путей создания многодиапазонных, многофункциональных высокоэффективных излучающих систем и устройств СВЧ и КВЧ диапазонов (Приложение А). Из них в 18 работах автор являлся научным руководителем.

Результаты диссертационной работы использованы также в курсе «Теория излучения электромагнитных волн и антенны СВЧ», читаемого для студентов радиофизического факультета Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина.

Цель и задачи исследования

Целью работы является развитие теории и физико-математических моделей излучающих элементов и их систем на базе волноводно-щелевых и полосковых структур, возбуждаемых узкополосными, широкополосными и нестационарными полями, пригодных для проведения комплексных многопараметрических расчетов их электродинамических характеристик; определение физических свойств полей, излучаемых регулярными и нерегулярными волноводно-щелевыми структурами с произвольными геометрическими и материальными параметрами, а также выработка практических рекомендаций при создании и разработке элементной базы функциональных излучающих устройств СВЧ и КВЧ диапазонов с улучшенными электродинамическими и эксплуатационными характеристиками.

Для достижения поставленной цели в работе *решены следующие задачи*:

1. Развита строгая и приближенная математические методы решения граничных задач электродинамики для излучающих структур щелевого и вибраторного типов в многомодовых волноводных и полосковых линиях передач. Установлены границы применимости различных асимптотических и приближенных методов решения внутренних и внешних задач электродинамики.
2. Впервые методом усреднения в самом общем случае получено асимпто-

тическое решение интегро-дифференциального уравнения относительно магнитного тока (функции распределения электрического поля в щели) в стенках одно-модовых и многомодовых волноводов.

3. На основе метода Галеркина решено интегро-дифференциальное уравнение относительно магнитного тока в электрически длинных (десятки и сотни длины волны) щелевых излучателях. Проведено обоснование метода определения амплитудно-фазового распределения электрического поля в щели, основанного на использовании ограниченного числа гармоник функции распределения. Впервые решены задачи возбуждения волноведущих структур электрически длинными прямоугольными щелями конечных размеров и щелями с изменяющейся шириной. Проведено обоснование применения модифицированного метода наведенных магнитодвижущих сил для расчета характеристик таких щелей.

4. Впервые получено математически обоснованное решение интегро-дифференциального уравнения относительно магнитного тока в криволинейной щели с изменяющейся кривизной в широкой стенке прямоугольного волновода с учетом толщины стенки волновода и заполнения полостей волновода и щелей диэлектриком.

5. Решена задача возбуждения прямоугольного волновода одиночной щелью и системой наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода, имеющих вырезы на его широкую стенку, с произвольным расположением щелевых элементов, и впервые на основе метода наведенных магнитодвижущих сил построена математическая модель многоэлементной системы таких щелевых излучателей.

6. Решены задачи излучения нестационарных полей и сверхширокополосных сигналов плоской полосковой щелевой антенной с изменяющейся шириной щели, кольцевой щелью в коаксиальном волноводе и прямоугольной щелью в прямоугольном волноводе, а также системой таких щелей.

7. Развита метод наведенных магнитодвижущих сил для расчета электродинамических характеристик многоэлементных, многочастотных излучающих систем поперечного излучения и систем типа «вытекающей волны», создаваемых

на основе щелей произвольной электрической длины и щелей с отличной от прямоугольной конфигурацией.

8. Решены задачи по определению и выявлению взаимной связи щелевых элементов и излучающих структур в многоэлементных антенных решетках. Изучены механизмы взаимодействия излучателей и его влияние на частотно-энергетические характеристики подрешеток в многочастотных излучающих системах и антеннах с совмещенной апертурой.

9. Проведены экспериментальные исследования электродинамических характеристик объектов с целью проверки полученных теоретических результатов и установления новых физических свойств и закономерностей в объектах, для которых отсутствуют математические модели и не удастся провести теоретические исследования.

Достоверность полученных результатов подтверждается как широкой апробацией методов, используемых для проведения теоретических исследований, так и тем, что в работе проведены сравнения ряда расчетных результатов, полученных другими методами, а также сравнением с результатами, полученными другими авторами, и с экспериментальными данными.

Объектом исследования в данной работе является процесс возбуждения и рассеяния в электродинамических объемах электромагнитных полей, которые формируются щелевыми структурами произвольных геометрических размеров и с разными материальными параметрами, расположенными на волноводных или полосковых линиях передачи, возбуждаемых гармоническими, широкополосными и нестационарными полями, и излучающими элементами на гибридных структурах, а также рассеяния электромагнитных волн в объемах с однородным или неоднородным диэлектрическим заполнением.

Предметом исследования являются многопараметрические зависимости электродинамических характеристик электромагнитных полей от геометрических размеров и материальных параметров возбуждаемых объемов и излучающих структур, частотно-энергетические и пространственные характеристики излучения, спектры частот, пространственная, частотная и поляризационная селек-

ция полей, возбуждаемых регулярными и нерегулярными волноводно-щелевыми, полосковыми и гибридными структурами, в том числе многоэлементными и с диэлектрическими неоднородностями.

Для решения поставленных задач использованы следующие *методы*:

- приближенные математические методы (метод разложения в ряд по малому параметру, метод итераций и асимптотический метод усреднения), позволяющие получить аналитические решения интегральных уравнений для магнитного тока в щелевых излучателях;

- метод моментов, метод Галеркина для решения интегро-дифференциального уравнения относительно распределения касательной составляющей магнитного тока на апертуре щелевого излучателя или электрического тока на апертуре вибраторного излучателя и системы таких излучателей;

- метод собственных волн и спектральный метод;

- метод функции Грина для решения уравнения Гельмгольца в задачах возбуждения электромагнитных волн в электродинамических объемах;

- метод интегро-дифференциальных уравнений для решения задач возбуждения щелевых излучателей произвольной формы;

- метод частичного обращения оператора краевой задачи;

- метод сопряжения аналитических функций (метод задачи Римана-Гильберта);

- метод модового базиса и декомпозиционный метод для решения нестационарных задач.

Для решения задач о многоэлементных щелевых структурах применен электродинамический метод наведенных магнитодвижущих сил с адекватными для исследуемых структур базисными функциями разложения неизвестных токов в излучателях.

В работе применены широко апробированные на практике методы, определены их границы применимости, установлена точность полученных расчетных результатов в процессе компьютерного анализа. Это служит обоснованием достоверности решений, которые подтверждаются также адекватностью использу-

емых математических моделей физическим процессам в исследуемых объемах, так как показывают достаточно хорошие совпадения расчетных частотных и интегральных характеристик с экспериментальными данными.

Для проведения экспериментальных исследований разработаны и созданы установки с использованием персонального компьютера, позволяющие в автоматическом режиме проводить исследования многопараметрических зависимостей характеристик излучающих объектов.

Научная новизна полученных результатов

Научная новизна работы состоит в развитии и модификации математически обоснованных аналитических и численно-аналитических методов для решения краевых задач, разработке высокоэффективных по точности и скорости расчетов физико-математических моделей, разработке методов и алгоритмов, перспективных в качестве базовых блоков в системах автоматизированного проектирования, и которые позволяют проводить строгие теоретические исследования физических свойств функциональных излучающих элементов, устройств и многоэлементных систем, базирующихся на волноводно-щелевых структурах с произвольными геометрическими и материальными параметрами, и структурах на полосковых линиях передачи, возбуждаемых гармоническими и нестационарными полями, и позволяют обеспечить многопараметрическое моделирование и оптимизацию их электродинамических характеристик.

К новым относятся также впервые полученные результаты по определению резонансных, частотно-энергетических, пространственных, временных и поляризационных характеристик излучающих структурных элементов, устройств и многоэлементных систем, в том числе широкополосных и с импульсным возбуждением.

Полученные математически обоснованные решения задач возбуждения электродинамических объемов магнитными или электрическими токами позволили сформулировать и решить ряд новых задач по развитию теории, методов расчета характеристик и созданию излучающих структур на основе полых или нагруженных диэлектриком щелевых элементов произвольной электрической

длины и конфигурации, расположенных в стенках различных волноведущих трактов, и излучателей на полосковых линиях передачи при различных режимах их возбуждения.

Новым является подход к решению задач возбуждения волновода одиночными и многоэлементными системами щелей, длины которых больше полуволновой, криволинейными щелями и щелями с изменяющейся шириной, наклонными щелями в узкой стенке прямоугольного волновода, имеющими вырезы в его широкой стенке.

Впервые получено во временной области аналитическое решение задачи излучения нестационарного и широкополосного электромагнитного поля из плоской щелевой антенны и кольцевой щели с учетом его распределения на раскрыве. Впервые решены задачи об излучении из прямоугольной щели и системы щелей, возбуждаемых волной с произвольной временной зависимостью.

Выявлены новые физические свойства и закономерности в формировании излучаемого электромагнитного поля полыми или нагруженными диэлектриками волноводно-щелевыми структурами, электрическими излучателями на изолированном диэлектрическом волноводе и щелями на полосковых линиях передачи при различных режимах возбуждения. Так, например, впервые показано, что в электрически длинной щели, рассматривавшейся до сих пор как излучатель «вытекающей волны» с экспоненциально спадающим вдоль щели амплитудным распределением электрического поля, путем подбора геометрических размеров щели, материальных параметров диэлектрика, рабочей длины волны, выбора типа волноведущего тракта и учета его дисперсионных свойств, может быть реализовано спадающее к краям щели амплитудное распределение (близкое к виду полуволны синусоиды) и оптимизирована диаграмма направленности по уровню боковых лепестков. Показана возможность создания эффективного излучателя на основе продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода путем оптимизации параметров электрически длинной продольной щели по величине излучаемой мощности, по виду диаграммы направленности и по коэффициенту усиления. Определена связь между геометрическими параметрами решетки ли-

нейно расширяющихся щелевых антенн и пространственно-временными характеристиками излучения, сформулированы требования к максимальной несинхронности возбуждения ее элементов для обеспечения минимального искажения формы излученного сигнала и оптимальной амплитуды. Показано, что для формирования коротких зондирующих импульсов, излучаемых прямоугольной щелью, возбуждаемой импульсом с произвольной зависимостью от времени, необходимо ослаблять влияние дисперсионных свойств волновода путем использования плоского источника в виде широкой полосы с равномерным распределением плотности тока.

Применение развитых в работе электродинамических методов исследования, не требующих априорных ограничений на параметры излучающих щелевых структур, позволили впервые показать, что спектр гармоник функции распределения магнитного тока в щелевом излучателе является дискретным и ограниченным, определить условия создания заданного амплитудно-фазового распределения поля на апертуре излучателя произвольной длины и условия, при которых щели, близкие к резонансной длине, не возбуждаются и не переизлучают падающую на них мощность, а также показать, что в сверхразмерных прямоугольных волноводах при переходе в многомодовый режим возбуждения волновода (на критических частотах высших мод) щели не излучают.

Для системы из двух близко расположенных щелей, каждая из которых в отдельности практически не возбуждается, показано наличие высокочастотных двухчастотных полос их резонансного возбуждения, в которых излучается половина падающей мощности.

Установлено, что электрическая длина (длина щели, нормированная к λ) резонансной наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода, имеющей вырезы в его широкой стенке, всегда больше ее полуволнового значения. Найдены условия формирования узкополосных или широкополосных частотно-энергетических характеристик излучающей структуры и условия создания многоэлементных излучающих систем с оптимальными энергетическими характеристиками и коэффициентом усиления.

Полученные впервые аналитические решения задачи по определению функции распределения магнитного тока в щелевых излучателях позволили при расчете интегральных характеристик многоэлементных систем уменьшить порядок решаемых СЛАУ до $2N$ (где N – количество щелей), что значительно упрощает алгоритмы расчетов и повышает скорость вычислительных процессов электродинамических характеристик антенных решеток.

Проведенный впервые строгий учет всего комплекса геометрических размеров, материальных параметров и эффектов взаимодействия излучающих элементов при расчете электродинамических характеристик многоэлементных, многочастотных, резонансных щелевых фазированных антенных решеток, антенных решеток с секционированной апертурой и антенн типа «вытекающей волны» показал, что сильную внутреннюю и внешнюю взаимную связь между излучателями можно целенаправленно использовать как дополнительную возможность управления амплитудно-фазовым распределением полей на апертуре антенны. Это позволило впервые оптимизировать электродинамические характеристики антенн различного типа и реализовать решетки с большим значением коэффициента усиления и требуемыми параметрами диаграммы направленности.

Научная новизна состоит также в том, что развитые в работе методы решения краевых задач и расчета характеристик излучателей перспективны для создания излучающих устройств на основе различных типов волноведущих структур, для которых известны спектры собственных волн и построены функции Грина возбуждаемых электродинамических объемов. Представления функций Грина для потенциалов Герца в различных электродинамических объемах, приведенные в монографии [A1], расширяют области применения полученных в диссертации результатов для решения новых актуальных и в научном, и в практическом планах задач.

Практическая значимость полученных результатов

Практическая значимость работы заключается в следующем:

- Развитые в работе математические модели и методы расчета характеристик излучающих структур составляют основу для анализа физических свойств

их электромагнитных полей и позволяют дать четкую физическую интерпретацию ряда новых теоретических и экспериментальных данных, полученных при исследовании многопараметрических характеристик волноводно-щелевых излучателей произвольной длины и непрямоугольной конфигурации, излучателей на полосковых линиях передачи, а также многоэлементных систем при их возбуждении гармоническими, широкополосными и нестационарными полями, и дать рекомендации по целенаправленному выбору электродинамических принципов и способов технической реализации излучающих структур с заданными характеристиками.

■ Развитые электродинамические методы расчета характеристик излучающих структур и выявленные физические закономерности и особенности в формировании электромагнитного поля позволили впервые реализовать ряд излучающих устройств и многоэлементных систем с новыми, качественно более высокими характеристиками. Так, например, на основе оптимизации параметров продольной электрически длинной, $l \geq (10 \div 30)\lambda$, щели в прямоугольном волноводе или параметров неэквидистантной системы поперечных щелей в широкой стенке и системы наклонных щелей в узкой стенке волновода, имеющих вырезы в его широкой стенке (при соответствующих значениях геометрических размеров, материальных параметров и положения каждого из щелевых элементов системы), возможно создание антенн «вытекающей волны» с высоким значением коэффициента излучения ($|S_{\Sigma}|^2 > 0.9$), диаграммой направленности, имеющей уровень боковых лепестков меньше $(-20 \div -30)$ дБ и высоким значением коэффициента усиления. Обоснована перспективность применения таких излучателей в миллиметровом диапазоне волн. Показано, что наиболее перспективные направления практического использования криволинейных излучателей – это антенны «вытекающей волны» с низким значением уровня боковых лепестков в диаграмме направленности, создание диаграммы направленности специальной формы, уменьшение продольных размеров щелевого излучателя.

В системе двух поперечных щелей связи, расположенных в общей широ-

кой стенке двух прямоугольных волноводов, минимальное значение коэффициента отражения достигается при расстояниях между ними равном $0.4\lambda_g$.

Показана возможность создания 3-х децибельного ответвителя на заданной частоте, параметры которого не зависят от длины волны в окрестности резонанса одиночной щели, и ответвителя, который на резонансной частоте имеет параметры, не зависящие от расстояния между щелевыми элементами. Система в виде двух параллельных щелей в СВЧ диапазоне позволяет реализовать излучатель с рабочей полосой частот по уровню -3дБ излучаемой мощности от 1% до $(30\div 40)\%$ и с разным направлением главного максимума диаграммы направленности. Постоянное амплитудно-фазовое распределение поля на апертуре многоэлементной щелевой решетки в широкой стенке прямоугольного резонатора можно получить только при определенных размерах щелей, их количестве, взаимной ориентации и положении в стенке резонатора.

- На основе полученных результатов предложены практические рекомендации для построения математических моделей и электродинамических методов расчета характеристик одиночных излучателей и многоэлементных систем на базе щелевых элементов, расположенных в стенках других видов волноведущих структур. Полученные аналитические решения для магнитного тока в электрически длинных щелевых излучателях служат основой для развития эффективных численно-аналитических и вариационных методов при решении задач о щелевых излучателях, расположенных под произвольным углом к оси волновода, многоэлементных излучающих систем, щелей в резонаторах, малогабаритных антенн для СВЧ-диатермии и других приложений.

- Определены совокупности исходных параметров рассмотренных в работе видов излучающих структур и частотные области, определяющие режимы их «эффективной» работы.

- Полученные на основе построенных математических моделей решения по определению электромагнитных полей излучателей, позволяют дать математически обоснованную физическую интерпретацию теоретическим и экспери-

ментальным данным, полученными другими авторами.

- Расчеты щелевых излучателей для нестационарных сигналов являются основным этапом в решении задачи создания принципиально новых и перспективных для практического применения радиолокационных систем ближнего и дальнего действия высокого разрешения и высокоскоростной связи.

- Построенные в диссертации математические модели и алгоритмы являются дальнейшим развитием важного научного направления в электродинамике СВЧ, ориентированного на разработку теоретических основ автоматизированного проектирования целого класса современных антенных систем и устройств СВЧ различного назначения. Они могут найти дальнейшее применение в решении вопросов обеспечения электромагнитной совместимости, помехозащитности, селекции сигналов, создания антенн со специальными требованиями к характеристикам направленности и излучения.

Большая часть полученных в работе результатов использована в практических разработках, являющихся составной частью научных и научно-технических отчетов по 27 научно-исследовательским работам, выполненным в Харьковском национальном университете имени В.Н. Каразина, и использована при выполнении ряда Государственных программ (Приложение А)).

Личный вклад соискателя

В диссертационной работе обобщены материалы исследований, являющиеся результатом многолетней самостоятельной работы автора, а также полученные совместно с соавторами при его непосредственном участии. В работах [А(2-9, 56-66, 68, 70-78, 81, 88)] диссертант участвовал в разработке и выборе методов расчета, решении краевых задач, разработке алгоритмов вычислений и программного обеспечения, проведении численных и экспериментальных исследований, интерпретации полученных результатов.

В работах [А(10, 15, 38, 41, 48, 91, 105, 114, 119, 120, 125, 133, 134)] диссертанту принадлежит постановка задачи, выбор методов исследования, получение аналитического решения задачи излучения нестационарных полей кольцевой и прямоугольной щелями, и системой щелей, анализ полученных теоретических,

а в работах [A(10, 15, 91)] – получение и анализ экспериментальных результатов. Кроме того, в работах [A(38, 105)] проведена проверка решения для кольцевой щели на выполнение закона сохранения энергии, а в работах [A(41, 114, 119)] автором выработаны рекомендации по оптимизации характеристик направленности и временной форме излучаемых полей.

В работах [A(11, 83-85)] диссертант участвовал в постановке задачи, выборе методов ее решения, экспериментальных исследованиях и создании двухканальной сканирующей неэквидистантной антенной решетки, а в [A(67, 69)] автору принадлежит идея расчета и практической реализации волноводно-щелевой решетки с секционированной апертурой на основе наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода.

В [A(24, 34, 43, 101, 109, 112)] автором предложена методика расчета и проведен анализ характеристик наклонных щелей в узкой стенке волновода, имеющих вырезы на его широкую стенку.

В работах [A(12-14, 26, 79, 80)] диссертантом сформулирована постановка задачи о криволинейных щелях, определен выбор методов ее решения, получены математические соотношения по расчету характеристик щелей, проведен анализ результатов исследований. Кроме того, в работе [A28] предложена идея упрощения вычисления тензорной функции Грина и получены ее интегральные представления, для которых существуют квадратурные формы.

В процессе выполнения работ [A(21, 25, 40, 51, 97, 104, 108, 122)] диссертантом были предложены, обоснованы и применены методы расчета характеристик электрически длинных излучателей, выяснены физические закономерности формирования излучаемого поля и даны рекомендации по оптимизации его характеристик, а в работах [A(16, 94)] автор участвовал в решении задач по определению внешних проводимостей и взаимной связи широких щелевых и апертурных излучателей.

В работах [A(18, 19, 53, 86, 87, 89, 90, 92, 103, 110, 130)] диссертанту принадлежит идея анализа волновых процессов, выяснения механизма взаимодействия излучающих элементов, создания электрически длинных излучателей и

многоэлементных решеток с неосевым расположением вибраторов на ИЗДВ, выбор методов проведения экспериментов и создание экспериментальных установок, участие в физическом анализе результатов.

В работах [A(17, 49)] диссертантом дана оценка влияния положения магнитного диполя относительно внешнего края открытого цилиндрического объема на излучаемое им электромагнитное поле, а в работе [A20] высказана идея о существовании квазисобственных волн E - или H - типов с критическим поперечным числом значительно меньшим единицы.

В работах [A(22, 23, 29-31, 33, 93, 98, 107, 113, 115, 117, 136)] диссертанту принадлежат идеи асимптотического решения интегрального уравнения относительно магнитного тока в электрически длинных щелях, применения метода усреднения, использования полученных базисных функций в задачах по определению взаимных проводимостей щелей и уменьшения порядка решаемых СЛАУ, а также участие в постановке задач, получения их решения, выявления физических особенностей в формировании излучаемого поля исследуемыми структурами, анализе результатов. В работах [A(52, 93, 98, 107, 116, 118, 126)] автор участвовал в исследованиях структур с импедансными поверхностями при использовании этих базисных функций для тока, а в [A(123, 124, 135, 137)] – в исследованиях и анализе характеристик волноводно-щелевых решеток на базе прямоугольных волноводов с частичным диэлектрическим заполнением.

В работах [A(32, 35, 47, 99)] диссертант предложил методику расчета характеристик излучения расширяющейся щелевой антенны на основе метода декомпозиции и дал физическую интерпретацию появления секторов с минимальным излучением при реализации режима сканирования, участвовал в разработке обобщенной модели управления временной формой и направлением излучения импульсного сигнала, в анализе результатов численного моделирования и в создании программы оптимизации характеристик согласования и излучения расширяющейся щелевой антенны. В [A(55, 128, 132)] предложено решение задачи и проведено исследование характеристик волноводно-щелевых излучателей произвольной электрической длины с изменяющейся шириной.

Диссертанту также принадлежат идеи разработки и развития электродинамических методов расчета, анализа и выработке рекомендаций по созданию различных видов волноводно-щелевых антенн и антенных решеток с требуемыми частотно-энергетическими характеристиками, параметрами диаграммы направленности и их оптимизации (решеток с произвольной системой наклонных щелей в узкой стенке волновода [A43], многочастотных волноводно-щелевых решеток на многомодовых волноводах и резонаторах [A(36, 37, 77, 96)], антенных решеток на основе полубесконечных волноводов и резонаторов [A(2, 37, 42, 50, 62, 67, 102, 121)], комбинированных («групповых») излучателей и излучателей с резонаторными структурами [A(7, 27, 34, 39, 45, 54, 88, 115, 127)], антенн «вытекающей волны» на основе произвольной системы поперечных щелей и электрически длинных щелей [A(21, 22, 25, 40, 44, 97, 104, 111, 129, 131)] и других).

В монографии [A1] диссертант участвовал в постановке, решении и анализе результатов задач возбуждения электромагнитных волн в областях с цилиндрическими координатными границами.

Автор был инициатором постановки и проведения большинства работ. Из совместных публикаций использованы только те материалы, в которые автор внес определяющий вклад в постановку задачи и цели исследований, выбор и создание математических методов решения задач и алгоритмов для вычислительных экспериментов, обработку и анализ численных и экспериментальных результатов, а также их физическую интерпретацию и обобщение, выработку практических рекомендаций.

Апробация результатов диссертации

Результаты работы опубликованы в материалах и тезисах 82 научных докладов (в том числе в США – 3, Великобритании – 2, России – 11, Украине – 62, а также в Грузии – 2 и Хорватии – 1), представленных на 50 научных и научно-технических конференциях, сессиях, школах и семинарах, в том числе:

– на 32 международных, в частности, таких как: 24-th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (California. Davis. USA, 1999г.); IEEE AP-S International Symposium (Columbus. USA, 2003г.); 11-th International

Conference on Antennas and Propagation (London, 2001 г.); 14-th International Conference on Applied Electromagnetics and Communications (ICECom) (Croatia. Dubrovnik, 1997г.); 5-th European Personal Mobile Communications Conference, (Glasgow. Scotland, 2003г.); International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MM'ET) (Kharkov, 2000г.; Kiev, 2002г.; Dnipropetrovs'k, 2004г.); International Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Sub-Millimeter Waves" (MSMW) (Kharkov, 1994г., 2001г., 2004г.); International Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED) (Lviv, 2001г., 2003г.; Tbilisi, 2002г., 2004г.), V Международный симпозиум по электронной совместимости и электромагнитной экологии (ЭМС) (Санкт-Петербург, 2003г.); International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT) (Kharkov, 1995г.; Kyiv, 1997г.; Sevastopol, 1999г., 2003г.); 6-я – 14-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (Севастополь, 1996г. – 2004г.), Second International Workshop Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals (UWBUSIS) (Sevastopol, 2004г.) и другие;

– на 8 всесоюзных и ведомственных (бывшего СССР), в том числе: XXIV Всесоюзная конференция "Теория и техника антенн" (Москва, 1985г.); 1-я Всесоюзная школа-семинар "Методы представления и обработки случайных сигналов и полей" (Харьков-Туапсе, 1987г.); 1-я и 2-я Всесоюзная научно-техническая конференция "Устройства и методы прикладной электродинамики" (Москва-Одесса, 1988г., 1991г.); Научно-техническая конференция "Математическое моделирование и САПР радиоэлектронных систем СВЧ на объемных интегральных схемах (ОИС)" (Суздаль-Москва, 1989г.); 1-я Всесоюзная научно-техническая конференция "Проблемы совершенствования радиоэлектронных комплексов и систем обеспечения полетов" (Киев, 1989г.); XVI научно-техническая конференция НИИ "Приборостроение" (г. Жуковский, 1991г.); Межрегиональная научно-техническая конференция "Сложные антенные системы и их компоненты: теория, применение, экспериментальные исследования" (Санкт-Петербург, 1991г.);

– на 7 республиканских: семинар "Методы решения внутренних задач

электродинамики” (Киев, 1981г.); Республиканская научно-техническая конференция “Методы и средства измерений в области ЭМС” (Винница, 1987г.); Науково-практична конференція “Наукові технології подвійного призначення” (Київ, 1994р.); Научно-техническая конференция НИИ радиосистем, посвящённая 50-летию освобождения Украины (Житомир, 1994г.); 3-я – 5-я Крымская конференция “СВЧ-техника и спутниковый приём” (Севастополь, 1993–1995гг.),

– на 3-й Всероссийской научно-технической конференции “Фазированные антенные решетки и перспективные средства связи” (Казань, 1994г.), Всероссийской научной конференции “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике” (Муром, 2003г.) и Восьмой Российской научно-технической конференции “Электромагнитная совместимость технических средств и электромагнитная безопасность” (ЭМС) (Санкт-Петербург, 2004г.).

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 54 статьях, опубликованных в 45 специальных научных изданиях Украины (35), России (4), США (3) и бывшего СССР (3), в 8 статьях, которые опубликованы в переводе в научных журналах США “Telecommunication and Radio Engineering” (6 статей) и “Radioelectronics and Communications Systems” (2 статьи), и в 82 докладах, опубликованных в 50 изданиях материалов, тезисов и сборников докладов международных и национальных конференций, а также в монографии “Возбуждение электромагнитных волн в объемах с координатными границами”.

РАЗДЕЛ 1

ЩЕЛЕВЫЕ ИЗЛУЧАЮЩИЕ СТРУКТУРЫ. ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

1.1. Основные направления развития теории и техники одноэлементных и многоэлементных структур

Исследованием излучения электромагнитных волн через отверстия различной формы, прорезанные в плоском бесконечном идеально проводящем экране или в стенках различных волноведущих трактов, ученые занимаются с начала прошлого столетия.

Работы Шварцшильда (1902 г.), Рэлея (1903 г.), Зигера (1908 г.), Стреттона (1931 г.), Морзе и Рубинштейна (1938 г.), Игнатовского (1941 г.), Ю. Пинча (1937г.), М.С. Неймана (1939 г.), Барроу, Саусворта и Чу (1939 г.), Безе (1944 г.), Ватсона (1946 г.), Стивенсона (1948 г.), Олинера (1952 г.), Фельда Я.Н. и Бененсона Л.С. (1959 г.) и других явились основой теоретического и экспериментального исследования и практического применения щелевых излучателей [1-7].

Многолетнее и повышенное внимание к щелевым (волноводно-щелевым, резонаторно-щелевым, полосковым, микрополосковым) излучателям и элементам связи электродинамических объемов, большое число изобретений, патентов, публикаций за все последующие годы связано с эффективным использованием их в качестве антенн, устройств антенно-фидерного тракта, датчиков, элементов дифракционных решеток, составных частей различных пассивных систем и других устройств в современных радиотехнических комплексах различного назначения.

Простота и прочность конструкции, технологичность, малый вес и габариты, возможность возбуждения большого количества щелей, создания в апертуре антенны различных амплитудно-фазовых распределений и полей с вращающейся поляризацией, отсутствие выступающих частей, низкая стоимость, возможность построения на различных линиях передач составляет основные достоинства ще-

левых антенн, позволяющие на их основе создавать высоконадежное, в том числе малогабаритное современное радиоэлектронное оборудование. Щелевые антенны являются одним из наиболее распространенных классов современных антенн, области использования и частотный рабочий диапазон (от десятков МГц до сотен ГГц) которых чрезвычайно широки.

Многообразие видов и форм щелевых излучателей, особенности конструктивного исполнения, расположение в различных линиях передач и использование особенностей режимов их возбуждения, в том числе нестационарных, большие (по сравнению со многими другими типами антенн) возможности управления их излучающими и направленными свойствами вызывают повышенный интерес ученых и разработчиков к щелевым антеннам и устройствам антенно-фидерного тракта, а также стимулируют их постоянное развитие, усовершенствование и широкое использование в различных областях современных радиотехнических и радиоэлектронных устройств и комплексов.

Так, например, они используются на аэрокосмических аппаратах как антенны невыступающего типа в качестве антенн СВЧ радиометров и систем по исследованию геофизических характеристик земли, атмосферы, ионосферы; систем аэрокосмической и наземной связи и систем управления движением объектов; навигационных систем; систем радиолокационного обнаружения и опознавания аэрокосмических и корабельных объектов и радиолокационных станций; многоканальных телевизионных антенных систем; в составе радиолокационных станций тактической авиации, в ракетных радиолокационных системах, в современных РЛС самолетов-истребителей, в головках самонаведения ракет класса воздух-воздух, в системах активного, полуактивного и пассивного наведения ракет; в качестве устройств и оборудования для современных СВЧ-технологий в деревообрабатывающей и легкой промышленности, в современном материаловедении и машиностроении, в медицине, биологии, научном приборостроении и других областях [8-26].

Требования практики обуславливают многообразие типов щелевых антенн, видов излучателей и их форм, специальных условий, предъявляемых к конструк-

тивными, электродинамическим, массогабаритным, механико-климатическим характеристикам антенн и устройств волноводных трактов, а также к технологическим особенностям их изготовления. Задача проектирования устройств с оптимальными характеристиками, особенно в СВЧ и КВЧ диапазонах, связана с необходимостью реализации компромисса между отдельными, часто противоречивыми требованиями. Ее решение во многом зависит от совершенства математического аппарата, позволяющего описать и теоретически исследовать волновые процессы в устройствах и их функциональных элементах.

Привести полный обзор всех теоретических и экспериментальных работ, связанных с исследованиями и применением волноводно-щелевых и полосковых излучателей, антенн, антенных решеток и устройств антенно-фидерного тракта на их основе, практически невозможно ввиду их огромного числа. Значительное количество отечественных и зарубежных публикаций свидетельствует о большом практическом интересе со стороны разработчиков устройств СВЧ и КВЧ диапазонов к научному направлению, связанному с исследованиями таких излучающих структур.

Краткий анализ основных направлений развития волноводно-щелевых и полосковых излучающих структур, состояния теории и методов расчета их электродинамических характеристик сводится к следующему.

Отмечая конструктивные и функциональные особенности щелевых излучателей, уровень разработки теории, методов и алгоритмов их расчета, можно выделить основные направления их развития – это, прежде всего:

- использование щелевых излучателей различной конфигурации, геометрических и электрических размеров, излучателей сложной формы, образованных комбинацией прямолинейных щелей;
- расположение излучателей в различных волноведущих трактах; использование особенностей режимов возбуждения излучающих элементов и волноводных трактов;
- возможное полное или частичное заполнение диэлектриками связываемых щелью электродинамических объемов и полости самих щелевых излучателей;

- применение излучателей с импедансными структурами;
- применение щелевых структур для излучения широкополосных и нестационарных сигналов.

В большинстве используемых на практике щелевых антенн и устройств антенно-фидерного тракта применяются щели прямоугольной формы, прорезанные в стенках прямоугольных волноводов и резонаторов. Длина щелей $2L$ и их ширина d выбираются из соотношений: $\frac{d}{2L} \leq 0.1$, $\frac{d}{\lambda} \ll 1$, т.е. используются, так называемые, узкие щели, причем, в большинстве случаев $2L = (0.35 \div 0.7) \lambda$, где λ – длина волны в свободном пространстве. Это связано, прежде всего, с тем, что к настоящему времени теория и методы расчета электродинамических характеристик таких щелевых излучателей наиболее развиты, и их физические свойства достаточно полно исследованы и описаны в литературе [7, 27-47]. Значительный вклад в решение задачи по развитию теории и комплексному исследованию электродинамических характеристик таких щелей был внесен в цикле работ [48-54; А(1, 2-9, 56-66, 79, 88)], выполненных в Харьковском университете.

Развитие теории и методов расчета электродинамических характеристик щелевых излучателей длиной $2L \approx (0.35 \div 0.7) \lambda$, по сути, создали элементную базу щелевых излучателей СВЧ и КВЧ диапазонов, позволяющую создавать на её основе современные антенные системы и устройства антенно-фидерного тракта, во многих случаях отвечающие требованиям практики в этих частотных диапазонах. Наиболее широко такие щелевые излучатели применяются как элементы фазированных антенных решеток, антенн вытекающей волны и в устройствах антенно-фидерного тракта.

В то же время при наличии развитой теории и методов расчета характеристик одиночных щелей с $2L \approx \lambda/2$ для расчета многоэлементных (с числом элементов $N \geq (50 \div 100)$) как двумерных, так и одномерных синфазных волноводно-щелевых, волноводно-резонаторно-щелевых решеток и антенн вытекающей волны на их основе, применяются, в основном, не электродинамические, а при-

ближенные инженерные методы расчета [9, 10, 27, 68, 69, 80, 81, 265, 266]. Наиболее эффективный, перспективный и широко апробированный на практике для расчета характеристик многоэлементных щелевых структур является электродинамический метод наведенных МДС. При решении задачи определения магнитного тока в щели методом Галеркина или методом моментов и при учете толщины стенки волновода он приводит к необходимости решения системы линейных алгебраических уравнений порядка $2(N \times Q)$. Время счета при этом возрастает пропорционально $2(N \times Q) \times N$, где Q – число базисных функций [18]. Необходимость учета для щелей, длины которых близки, но отличны от 0.5λ , относительно небольшого числа ($Q = 5 \div 10$) базисных функций распределения магнитного тока в щели [50] даже при расчете линейных многоэлементных синфазных щелевых решеток резко снижает эффективность вычислительного алгоритма магнитодвижущих сил. Применение его практически не возможно при расчете фазированных антенных решеток с большим числом N щелевых элементов. Использование алгоритма МДС при расчете щелевых систем с электрически длинными, $2L > \lambda$, излучателями по существующим до сих пор представлениям об аппроксимации электрического поля в щели набором координатных функций также проблематично, поскольку при этом предполагается учет значительно большего числа (десятки и сотни) гармоник функции распределения.

Многие авторы ограничиваются аппроксимацией тока в щелях в виде одной функции – полуволны синусоиды, когда реализация метода Галеркина приводит к методу наведенных магнитодвижущих сил [7, 10, 27, 68]. Однако такое приближение справедливо лишь при расчете характеристик синфазных решеток с настроенными щелями, когда $2L \approx 0.5\lambda$, и оказывается несостоятельным при других значениях $2L/\lambda$. Оно не состоятельно также в системах с близко расположенными щелевыми элементами, когда наблюдается сильное взаимодействие щелей не только по основной, а и по высшим типам волн. Так, например, в случае многоэлементной системы поперечных щелей, прорезанных в широкой стенке прямоугольного волновода, когда длина щели $2L \neq 0.5\lambda$, а расстояния между

соседними щелями значительно меньше длины волны в волноводе λ_g , волноводно-щелевая решетка представляет собой один из вариантов антенны вытекающей волны [27, 60, 68, 69]. При расчете характеристик таких антенн делается ряд приближений: электрическое поле в щели аппроксимируется полуволной синусоиды [27, 68], число щелей считается бесконечным [27], длина щелей совпадает с размером широкой стенки волновода [68], толщина стенки волновода равна нулю [27, 69]. Допускаемые приближения приводят к существенным погрешностям в определении резонансных, частотных, энергетических характеристик излучающих многоэлементных щелевых структур и их диаграмм направленности [28, 30, 33-36, 50-54, 71; А (3, 8, 9, 27, 39, 45)]. Решения задач по определению характеристик антенн с такими приближениями [27, 60, 68, 69], не позволяют оптимизировать длину излучающей апертуры при заданных характеристиках направленности, обеспечить выбор оптимальных значений количества N щелевых элементов, длины и ширины каждой из щелей, расстояний между ними, толщины стенки волновода, использовать заполнение полостей щелей, волноводов или свободного пространства диэлектриком с $\varepsilon \neq 1$ для реализации требуемых амплитудно-фазовых распределений и характеристик направленности антенны.

В многоэлементных волноводно-щелевых решетках для уменьшения погрешностей в реализации требуемого АФР в настоящее время применяют секционирование излучающей апертуры, в которой секции представляют собой волноводные резонаторы с системой излучающих щелей. При расчете таких антенн, как правило, используются приближенные инженерные методы, основанные на применении модели в виде длинных линий с включенными в них сосредоточенными эквивалентными проводимостями излучающих щелей и щелей связи [10, 80, 81], погрешности расчета которых обусловлены прежде всего тем, что используются приближенные методы определения эквивалентных проводимостей щелей, а также тем, что не учитывается конечная толщина стенки волновода, в которой прорезаны щели. Необходимо учитывать взаимное влияние между излучающими щелями и щелью связи [А(2, 37, 102, 121, 137)]. Отсутствие элек-

тродинамических методов расчета параметров многоэлементных антенных решеток затрудняет решение задачи по обеспечению высокой точности реализации АФР для обеспечения требуемых практикой характеристик направленности.

Таким образом, несмотря на то, что в литературе представлены работы, отражающие достаточно полные и всесторонние исследования характеристик электромагнитных полей, создаваемых одиночными волноводно-щелевыми излучателями длиной $2L \approx (0.35 \div 0.7)\lambda$, задача по исследованию характеристик полей, излучаемых многоэлементными системами с такими щелевыми элементами, требует более точного и полного электродинамического решения. Это позволит оптимизировать рабочие характеристики и расширить функциональные возможности антенн и антенных решеток, создаваемых на данной элементной базе.

На практике это достигается путем применения наряду с широко известными узкими длиной близкой к половине длины волны в свободном пространстве щелями электрически длинных щелей с $2L > \lambda$ и $2L \gg \lambda$ [55-66; А(21, 22, 31, 40, 104, 108, 122, 127, 129)], наклонно-смещенных щелей и сдвоенных (“групповых”) щелевых излучателей и элементов связи электродинамических объемов и излучателей с волноводно-резонаторными структурами [70-79; А(1, 7, 27, 39, 45, 54, 65, 70, 77, 127)], наклонных щелей на узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке [82-88; А(24, 34, 43, 67, 69, 101, 109, 112)]; создания излучателей сложной формы, образованных комбинацией одиночных прямолинейных щелей, например, Х-, Т-, Λ -, // - образных [7, 8, 17, 18, 52-54, 76, 89-99; А(3, 7, 9, 70, 72-75, 78)]; применением излучателей с изменяющейся шириной и различной криволинейной конфигурации (С-, S- образных и другой формы) [101-121; А(12-14, 26, 35, 46, 55, 99, 128)], щелей, полностью или частично заполненных диэлектриком и излучателей с импедансной поверхностью [126-131; А(3, 9, 57, 59, 68, 71, 76, 79, 93, 98, 107, 115, 118, 126)], щелей, расположенных в волноводах и резонаторах с диэлектрическим заполнением [52, 54, 132-137; А(3, 4, 9, 56, 59-61, 66, 68, 71, 76, 79, 81, 123, 124)] и с различными замедляющими структурами [52, 54, 139-143; А(66, 79, 81)], излучателей, укрытых

диэлектрическим слоем [144-154; A(108, 111, 129)], щелей в многомодовых волноводах, волноводах различной формы поперечного сечения и в сверхразмерных волноведущих системах [7, 63, 64, 155-163; A(36, 40, 44, 70, 96, 108)]; применения комбинированных вибраторно-щелевых излучателей [16, 53, 54, 130, 166-171; A(9, 61, 64, 66, 72)], излучателей, расположенных в полосковых и микрополосковых структурах [8, 14, 16, 19, 23, 102, 105, 106, 108-121, 159, 160, 172-176; A(18, 19, 32, 35, 47, 53, 86, 87, 89, 90, 92, 99, 103)]; создания широкополосных излучателей, частотно-независимых антенн и устройств СВЧ, излучателей для нестационарных сигналов [8, 10, 108-121, 172, 178-194; A(10, 15, 32, 35, 38, 41, 47, 48, 91, 105, 114, 119, 125)].

Так, для решения ряда практических задач, прежде всего таких, как создание антенн со специальной формой диаграммы направленности, антенн с узким главным лепестком и низким уровнем бокового излучения, многочастотных многоканальных антенн и антенн с комплексированной апертурой, перспективным является использование щелевых излучателей конечной длины, у которых $2L > \lambda/2$. Среди публикаций, в которых отражены результаты исследования характеристик таких щелей следует отметить, например, работы [55, 56]. В [55] на основе представления щели эквивалентной схемой с последовательно или параллельно включенными в цепь элементами в приближении синусоидального (косинусоидального) распределения магнитного тока в щели получены аналитические выражения для параметров эквивалентной схемы и приведены расчетные характеристики щелей длиной до 1.5λ . В [56] численным методом исследованы импедансные и энергетические характеристики продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода длиной от 0.35λ до 1.7λ . Однако в этих работах не приведены какие-либо результаты исследования частотно-энергетических характеристик щелей. Это связано со сложностью численной реализации используемых в данных работах алгоритмов и методов расчета характеристик одиночных щелевых излучателей. Сложность вычисления значительно возрастает при исследовании многоэлементных систем таких излучателей. Очевидно этим можно

объяснить факт наличия в литературе незначительного числа работ по разработке строгих электродинамических методов расчета их характеристик и, практически, отсутствием работ по исследованию характеристик более длинных щелей и многоэлементных систем, создаваемых на их основе.

В современных радиотехнических комплексах аэрокосмического и мобильного базирования, в наземных аэродромных системах, в системах моноимпульсной локации широко применяются волноводно-щелевые антенны и устройства СВЧ и КВЧ диапазонов на основе щелевых излучателей, длины которых конечны, но не только больше, а значительно больше рабочей длины волны ($2L > (10 \div 100)\lambda$) [58-60, 63, 65-67]. Такие антенны имеют узкую ширину луча диаграммы направленности по углу места, они низкого профиля, обладают большой пропускной способностью, достаточно широкополосные и крайне просты в изготовлении по сравнению, например, со щелевыми решетками. Что касается разработанных в настоящее время методов расчета характеристик таких щелей, то они весьма приближенные. Это, прежде всего, связано с серьезными трудностями, возникающими при решении интегральных уравнений относительно эквивалентного магнитного тока (поля) в щели для непрерывной электрически длинной щели конечных размеров в волноводе [65-67].

Различные варианты возможной реализации на практике антенн вытекающей волны, когда $2L \gg \lambda$, представлены в работах [59, 60]. Здесь приближенными методами (вариационными и методом поперечного резонанса) получены выражения для коэффициентов затухания и постоянной распространения в волноводах с продольными щелями бесконечной длины. Исследованию излучателей на основе щелевой вытекающей волны посвящена и работа [63]. Приведен ряд инженерных формул и некоторые результаты экспериментальных исследований в приближении бесконечно длинных линий. Антенна вытекающей волны миллиметрового диапазона описана также в работе [66]. Здесь электрически длинная продольная щель прорезана в широкой стенке прямоугольного волновода. Щель нагружается шлейфом в виде плоских параллельных пластин определенной вы-

соты. Методом поперечных эквивалентных схем исследуется постоянная распространения (мнимая и действительная части) в приближении бесконечно длинной щели в волноводе. Приведены зависимости постоянной распространения и ослабления в такой волноведущей системе от поперечных размеров щели и шлейфа. В [162] исследуется антенна в виде длинной щели, прорезанной в верхней широкой стенке несимметричного П-волновода. Однако в этих работах отсутствуют данные об исследовании энергетических параметров антенны, а распределение электрического поля в электрически длинном щелевом излучателе априори предполагается экспоненциально спадающим вдоль него.

В [65, 67] исследуются электрически длинные прямолинейные щели в прямоугольном волноводе в приближении его бесконечно тонкой стенки. Приводятся результаты расчета амплитудно-фазового распределения и диаграммы направленности для $2L = 10\lambda, 20\lambda, 30\lambda, d = 0.04\lambda$ при использовании численных методов решения интегро-дифференциального уравнения для тока в щели. Делается вывод о возможности работы такой антенны в широкой полосе частот при соотношении верхних и нижних частот рабочего диапазона как 2:1, хотя все расчеты приведены только для рабочей частоты $f = 1.5f_{кр}$ ($f_{кр}$ - критическая частота основного мода волновода) и утверждается, что в волноводно-щелевой антенне на основе электрически длинной продольной щели невозможно реализовать диаграмму направленности с низким (менее $-(10\div 13)$ дБ) уровнем бокового лепестка.

Используемый в [65, 67] алгоритм расчета многопараметрических характеристик таких щелевых антенн не позволяет провести исследования с учетом всех факторов, влияющих на характеристики щелей и ее диаграмму направленности, решить задачу по оптимизации характеристик и приводит к, в общем, не вполне соответствующим действительности физическим выводам и определению закономерностей формирования электродинамических характеристик таких щелей.

Следует также отметить, что применение вычислительного алгоритма, изложенного в [65, 67] и основанного на использовании метода конечных элементов и метода моментов, для определения распределения напряженности электри-

ческого поля в пределах апертуры электрически длинной щелевой антенны даже в приближении бесконечно тонкой стенки волновода крайне затруднено, так как оно связано с необходимостью решения совокупности множества интегродифференциальных уравнений и, по сути, практически не применимо для расчета многоэлементных, например, многочастотных волноводно-щелевых решеток с совмещенной апертурой.

Таким образом, теоретические исследования, математические модели и алгоритмы расчета, исследование физических особенностей формирования электродинамических характеристик электрически длинных щелевых излучателей в зависимости от геометрических параметров щели, вида волноведущего тракта, режима их возбуждения в литературе изложены фрагментарно и недостаточно полно, а для многих практически важных случаев вовсе отсутствуют. Применяемые методы расчета не позволяют учесть весь комплекс многопараметрических зависимостей характеристик щелей.

Управлять рабочей полосой частот щелевой антенны можно путем применения соответствующих линий передач, комбинированием одиночных прямоугольных щелей, введением в антенну дополнительных элементов (например, вибраторов или диэлектриков), а также формой щелей.

В последние годы все большее применение находят щели сложной (непрямоугольной) формы, например, криволинейные щели [65], щели с расширяющейся шириной, C -, S -, H -образной формы [101-121] и др.

Очевидно, что, в отличие от узких щелей прямоугольной формы, в криволинейной щели кроме соответствующего выбора длины щели, ее ширины, положения в стенке волновода можно подбором структуры, формы, радиусов кривизны щели обеспечить требуемое амплитудно-фазовое распределение поля и форму диаграммы направленности её излучения, т.е. появляется дополнительный параметр, позволяющий управлять ее характеристиками. Кроме того, продольный размер таких резонансных щелей вдоль оси волновода меньше, чем у прямоугольных продольных щелей. В [65] отмечается, что увеличить полосу рабочих частот и обеспечить практически конусообразное распределение интенсив-

ности излучаемого щелью поля можно путем применения криволинейных щелей. Существенно уменьшить уровень первых боковых лепестков удастся, если реализовать вдоль щели амплитудное распределение поля трапецеидальной (не симметричной синусоидальной) формы. Отмечается, что применение таких щелей позволяет обеспечить малую взаимную связь между отдельными излучателями в случае многоэлементных излучающих систем.

В этой связи криволинейные щели (электрически длинные) перспективны для создания антенн с узкой шириной диаграммы направленности, малым уровнем боковых лепестков, многочастотных и многоэлементных антенн с совмещенной апертурой и других антенн со специальной формой диаграммы направленности и с более широкими функциональными возможностями.

Однако, как уже отмечалось, сложность численной реализации используемых в [65] методов расчета характеристик щелей и решение задачи в приближении бесконечно тонкой стенки волновода не позволяют провести многосторонние исследования зависимостей основных характеристик антенны от геометрических и электродинамических параметров щелевых излучателей и волноводящих трактов и приводят к не всегда корректной формулировке закономерностей формирования излучаемого щелью электромагнитного поля.

Кроме традиционных прямоугольных щелей применяются также нерегулярные щелевые излучатели или излучатели с изменяющейся шириной [102, 105, 106, 108-122]. Использование печатной технологии подобной той, которая применяется при изготовлении вибраторов, возможность миниатюризации антенных систем, увеличение рабочей полосы частот – все это обусловило широкое применение таких излучающих элементов.

Изменение ширины излучателя является еще одним дополнительным параметром, позволяющим изменять и оптимизировать их характеристики. Закон изменения ширины щели может быть различным: возможно линейное расширение, экспоненциальное, скачкообразное, определяемое заданной функцией [110-113]. Способы возбуждения таких систем различные: волноводные, коаксиальные, полосковые. Полосковая антенна с переменной шириной щели относится к

антеннам бегущей волны и излучает в осевом направлении поле с линейной поляризацией. Она успешно применяется в широком диапазоне частот, особенно эффективно в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн.

Для субмиллиметрового диапазона используют слоистую диэлектрическую подложку. Иногда щель выполняют в виде секций с различными углами расширения [120]. Подобные излучатели используют как элементы фазированных антенных решеток и как облучатели зеркальных антенн [115, 119].

В литературе отсутствуют работы по исследованию электродинамическими методами частотно-энергетических и пространственных характеристик щелей с изменяющейся шириной, расположенных в стенках прямоугольных волноводов или волноводов другой формы поперечного сечения.

Для увеличения ширины полосы рабочих частот антенны, для сканирования луча линейной ВЩА в более широком секторе углов и для подавления уровня бокового излучения используются также “групповые” щелевые излучатели, образованные, например, системой нескольких прямоугольных щелей, близко расположенных друг к другу [70-78]. Расстояние между щелями в подгруппах выбирается из условий подавления боковых лепестков решетки, а между подгруппами – из требований направления главного максимума диаграммы направленности. В работе [70] приведены экспериментальные исследования системы двух наклонных щелей, прорезанных в узкой стенке прямоугольного волновода.

Основополагающими по разработке электродинамических методов расчета характеристик “групповых” излучателей, создаваемых на основе прямоугольных щелей с $2L \approx \lambda/2$, являются работы, выполненные в Харьковском университете [48-54, 76, 93-98; А(7, 27, 39, 44, 45)].

В [77, 78] рассмотрен “групповой” щелевой излучатель в виде двух параллельных одинаковых продольных щелей, расположенных в широкой стенке прямоугольного волновода симметрично друг относительно друга. Какие-либо исследования по оптимизации характеристик таких излучателей или возможного произвольного расположения щелевых элементов в излучателе и произвольных

геометрических параметров каждой из щелей в литературе отсутствуют. Это объясняется либо отсутствием решения электродинамической задачи о системе двух близко расположенных друг к другу щелей (например, в случае наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода) [70], либо возможным использованием весьма приближенных методов расчета [74, 75], либо сложностью и громоздкостью проведения вычислений на основе имеющихся методов и алгоритмов расчета.

Для увеличения пробивной мощности антенны увеличивают ширину щелевого излучателя d . В работе [85] рассмотрена широкая наклонная щель, прорезанная в узкой стенке прямоугольного волновода длиной $2L \approx \lambda/2$. Исследуются резонансная длина и проводимость щели. Теоретические расчеты и эксперимент выполнены для случая $\frac{d}{2L} \sim 0.25$.

На практике широко используются ВЩА круговой и эллиптической поляризации. Наряду с такими излучателями круговой поляризации как X -, T -, Λ -образные щели в широкой стенке прямоугольного волновода, применяются комбинации щелевых излучателей, например, поперечные и наклонные щели на узкой боковой стенке волновода с продольными щелями на его широкой стенке, что позволяет спроектировать плоскую резонансную антенну с круговой поляризацией. Для исключения зависимостей направления главного лепестка ДН щелевой антенны от частоты и температуры используется резонансная антенна на основе прямоугольного волновода, в обеих узких стенках которого прорезаны две системы наклонных щелей. Практическая реализация таких антенн основана на данных экспериментальных исследований и применении приближенных, в частности энергетических [7-10] методов расчета, не учитывающих полного взаимодействия щелевых излучателей по основной и высшим типам волн, толщины стенки волновода, диэлектрических проницаемостей сред и др. В литературе отсутствуют работы по расчету и исследованию электродинамическими методами характеристик таких излучающих структур и структур при произвольной длине щелевых излучателей, их ориентации и расстояния между ними.

В настоящее время в радионавигационных и радиометереологических комплексах для создания узкой (менее 1° - 2° , по уровню -3 дБ) диаграммы направленности в азимутальной, E -плоскости, применяются линейные волноводно-щелевые резонансные антенны с наклонными щелями на узкой стенке прямоугольных волноводов [24] или резонаторов с вырезами в их широкой стенке. Такие антенны имеют незначительную ветровую нагрузку, позволяют получить достаточно высокое значение коэффициента усиления антенны и невысокий (не выше -17дБ) уровень кроссполяризованного излучения по основному лепестку диаграммы направленности во всем рабочем диапазоне частот. Существующие методы и алгоритмы их расчета либо не верны [82], либо весьма приближенны [24, 83-85], либо столь громоздки [86-88], что по утверждению самих авторов [87] они не пригодны для широкого практического применения при расчете многопараметрических характеристик одиночных, и тем более системы щелей.

Какие-либо работы по исследованию электродинамическими методами характеристик направленности как резонансных многоэлементных ВЩР, так и решеток с произвольными расстояниями между щелями, произвольной длиной щелей и их ориентацией (углом наклона) в литературе отсутствуют.

Развитие теории, методов расчета, конструктивной и практической реализации антенн со щелевыми излучателями такого вида ограничивается отсутствием адекватной математической модели, позволяющей создать эффективный алгоритм расчета их электродинамических характеристик, прежде всего, одиночного излучателя – наклонной щели в узкой стенке прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке.

Одной из наиболее сложных задач в антенной технике является миниатюризация излучателей и антенных систем. Для решения задачи уменьшения размеров поверхности антенны используются, например, многофункциональные (многодиапазонные, многолучевые, многомодовые и др.) антенны, в том числе с комплексированной (совмещенной) апертурой. В волноводно-щелевых антеннах это достигается путем совмещения щелевых излучателей, расположенных в стенках одного волноведущего тракта и работающих в различных диапазонах

волн, или совмещением в антенной системе нескольких электрически развязанных антенн с общей апертурой излучения. При этом антенны могут излучать поле как на одной, так и на разных частотах, выполнять различные функции.

В составе современных авиационных и ракетных радиолокационных системах, в антенных решетках метеорологических спутников, в головках самонаведения ракет успешно используются антенные решетки в виде продольно-смещенных узких щелей, прорезанных в широких стенках прямоугольного волновода [14, 15].

При требовании иметь диаграмму направленности с двумя основными лепестками щели прорезают на обеих широких стенках волновода обычно друг против друга [197]. Полоса пропускания частот такой решетки порядка нескольких процентов. В литературе представлены результаты по экспериментальному исследованию таких щелевых структур. Впервые электродинамический метод расчета таких щелевых решеток представлен в работе [A2].

Широкое распространение находят многомодовые волноводно-щелевые антенны, элементы решетки которой излучают поля двух ортогональных поляризаций. При этом обеспечивается однолучевое сканирование диаграммы направленности. Волноводный тракт запитывается двумя независимыми видами колебаний. Нечетный тип колебаний вызывает возбуждение поперечных щелей в волноводе, а четный – продольных.

В моноимпульсных следящих радиолокаторах применяют щелевые антенны вытекающей волны. В волноводах распространяются колебания двух видов, каждому из которых соответствует свой лепесток диаграммы направленности. В [60] исследованы два типа антенн вытекающей волны: с непрерывной щелью и рядом отверстий. Для точного определения координаты цели два главных лепестка ДН должны быть расположены близко друг к другу. Это условие явилось причиной исследования характера распространения волн высших типов в H -волноводе, где при определенных условиях критические частоты пары волн высшего порядка (например, H_{20} и H_{30}) могут быть близки одна к другой.

Разработка таких щелевых структур основана либо на данных экспериментальных исследований, либо на использовании приближенных методов расчета, что не позволяет получить полное представление о формировании электромагнитного поля излучающими структурами и ограничивает возможность их более широкого применения [60].

В авиационной и космической технике находят применение антенны, в которых используются два основных ортогональных типа колебаний в одном волноводе. Прямоугольный волновод 3-см диапазона используется, например, для распространения колебаний H_{10} -типа в диапазоне 3см и колебаний ортогонального H_{01} -типа в диапазоне 1.8см. Апертура антенны состоит из двух ортогональных групп линейных щелей в широкой стенке волновода. Щели, большая сторона которых параллельна центральной линии волновода, работают в диапазоне 1.8см, в то время как щели, ориентированные перпендикулярно этой линии, в 3-см диапазоне. Обе группы щелей возбуждаются бегущей волной, а связь с апертурой регулируется изменением длины щели.

В радиолокационных системах различного базирования применяются антенны в виде соединения щелевых и рупорных [24, 99; А(11, 67, 69, 83-85)]. Например, антенна для РЛС, установленная на искусственном спутнике Земли представляет собой пару волноводно-щелевых антенн, соединенных с секториальными рупорами, причем, у одной щелевой антенны рупор H -плоскостной, а у другой – секториальный E -плоскостной с ребристыми стенками. Облегченная и прочная конструкция волноводно-щелевой антенной решетки с рупором для корабельной РЛС описана в [24]. Увеличение объема информации, получаемой от антенной системы, повышение эффективности ее работы, острая необходимость уменьшения числа антенн, находящихся на летательных аппаратах без ухудшения их качества работы – все это стимулировало развитие многофункциональных многочастотных антенн [8, 160, 201-203].

Многообразие предложенных схем построения многочастотных сканирующих антенн в той или иной степени связано с совмещением разночастотных (и

различных по конструктивному исполнению) антенн в одном излучающем раскрыве. В этом случае возникают проблемы, связанные с эффектами пассивной и активной взаимосвязи между антеннами и развязке совмещаемых антенн по частоте и поляризации.

По нашему мнению, одними из наиболее удачных как с точки зрения конструктивного выполнения, так и с точки зрения возможного построения математической модели и вычислительного алгоритма, являются именно многочастотные щелевые антенны на многомодовых (сверхразмерных) волноводах [155, 156; A(36, 96, 104)].

Проблема создания волноводно-щелевых решеток на базе многомодовых волноводов включает множество задач, связанных как с выяснением общих принципов их построения, так и с решением задачи электромагнитной совместимости многочастотных антенн. Решение этих задач непосредственно связано с разработкой электродинамических методов расчета характеристик связи электродинамических объемов щелью или системой щелей, что для многих практически важных случаев в литературе отсутствует.

Уменьшить геометрические размеры излучающих систем можно также путем применения специальных диэлектрических или магнитных материалов либо соответствующих линий передач. Это позволяет не только минимизировать геометрию антенны, но и изменить ее энергетические и частотные характеристики.

Расположение щелей в стенках волноводов сложных поперечных сечений, например, в П-образном волноводе, позволяет существенно уменьшить габариты волноводно-щелевой антенны [14, 15, 161, 162]. В [23] рассмотрена система продольно-поперечных (крестообразных) щелей, расположенных в боковой поверхности круглого (или коаксиального) волновода, которая возбуждается распространяющейся в волноводе волной с вращающейся поляризацией, как левого, так и правого направления вращения. За счет изменения амплитуды и фазы волн в волноводе, создается излучаемое крестообразной щелью поле с управляемой поляризацией, а также появляется возможность управления положением максимума диаграммы направленности в азимутальной плоскости.

Широкий класс современных волноводно-щелевых решеток основан на использовании при формировании апертуры антенны щелевых элементов, расположенных в стенках резонаторов [14, 15, 80, 161, 198, 200].

В [15] разработаны бортовые самолетные фазированные антенные решетки для работы в системе спутниковой связи в диапазоне 1.5-1.6 ГГц с круговой поляризацией излучаемого поля. Антенная решетка из 16 крестообразных щелей в стенке резонатора запитывалась микрополосковой линией. Показано, что возможно использование в данной схеме активных элементов-усилителей.

Путем заполнения диэлектриком полости щели и полости волноведущих структур можно существенно уменьшить электрический размер излучателя и волноведущего тракта, изменить частотно-энергетические характеристики и ДН излучателя [52-54, 126-137]. Применяя, например, П-волновод, заполненный диэлектриком с проницаемостью $\varepsilon \approx 10$, можно получить размеры антенны $(0.1 \div 0.2)\lambda$ [161]. В более ранних наших работах [52, 126] отмечается, что применение диэлектрических вставок в полости щели позволяет уменьшить её резонансную длину вплоть до 0.1λ , не ухудшая по сравнению с полыми щелями их согласование с фидером и эффективности излучения на резонансной частоте.

Основополагающие работы по исследованию электродинамическими методами щелей с полным или частичным диэлектрическим заполнением и щелей, расположенных в волноводах с частичным диэлектрическим заполнением, были выполнены в Харьковском университете [52, 54, 126-130; А(3, 4, 9, 56, 57, 59, 60, 68, 71, 76, 79, 81, 123, 124)]. В указанной литературе представлены работы по исследованию характеристик нагруженных диэлектриком щелей, длины которых либо близки к полуволновым, либо бесконечно длинные.

Большое число работ посвящено исследованию щелевых антенн с диэлектрическими покрытиями [144-154]. В [144] детально исследовано влияние однородных и неоднородных диэлектрических покрытий на характеристики излучения апертур в проводящем экране. Отмечается, что при этом происходит:

- рассогласование антенны за счет излучения в сложную среду;

- возбуждение поверхностных волн на диэлектрике как E - так и H -типов;
- значительное изменение формы диаграммы направленности; влияние на характеристики излучения высших типов волн.

В то же время возможно и улучшение некоторых характеристик антенны [А(108, 129)].

В [145, 148, 149] исследованы характеристики продольной полуволновой щели в прямоугольном волноводе и щелевой антенны на эллиптическом цилиндре с однородным диэлектрическим покрытием. Представлены результаты численного расчета волн с ТЕ- и ТМ- поляризацией от толщины диэлектрика.

Укрытие излучающей апертуры и заполнение внутренней области волновода диэлектриком используются также для управления энергетическими параметрами антенны, для стабилизации её характеристик направленности в широком секторе углов, для защиты антенны от метеорологических воздействий.

Одной из основных проблем техники СВЧ и КВЧ диапазонов является проблема электромагнитной совместимости технических средств, электромагнитной экологии и безопасности. Для её решения перспективно применение антенных систем со специальной формой диаграммы направленности и низким уровнем бокового излучения [8-12; А(2, 40, 43, 44, 112, 115, 122, 131)].

Задача по расчету энергетических, частотных, поляризационных характеристик щелевых излучателей произвольной длины и отличной от прямоугольной конфигурации, а также многоэлементных многочастотных решеток с использованием диэлектрических материалов является чрезвычайно сложной. В известных работах электродинамическими методами с учетом всего комплекса геометрических и физических параметров волноводно-щелевых структур представлены только результаты исследования антенн на основе полуволновых или бесконечно длинных прямоугольных щелей.

Большое внимание в литературе уделяется излучателям со щелями, прорезанными в стенках радиальных волноводов [21, 22, 204, 205]. Такая конструкция позволяет обеспечить большую величину коэффициента использования площади раскрыва антенны в широком диапазоне частот и повысить коэффициент усиления

ния антенны. Антенны на радиальных линиях чаще всего излучают кругополяризованные волны и успешно используются при приеме телевизионных сигналов с искусственного спутника Земли, в РЛС бокового обзора [22].

В медицине для поверхностного и внутриполосного прогрева как поверхностных, так и глубоко расположенных тканей используется кольцообразная щель в отрезке коаксиала [23]. В последние годы широко используются активные антенны, антенны (антенны-датчики), создаваемые с использованием высокотемпературных сверхпроводников [206, 207].

В настоящее время широко применяются полосковые и микрополосковые излучатели. Класс таких антенн отличается большим разнообразием типов. Кроме того, имеется значительное число гибридных конструкций, объединяющих различные типы полосковых антенн и микрополосковых антенн [14, 108-121, 172-175]. Они используются как излучатели поля с линейной, круговой и эллиптической поляризацией, допускают удобные конструктивные решения для обеспечения работы в двух или многочастотных режимах, легко позволяют объединить многие излучающие элементы в фазированных антенных решетках и разместить их на поверхностях сложной формы. Кроме того, полосковые излучатели обладают высокими аэродинамическими, механическими и температурными характеристиками. Отличительной особенностью таких щелевых антенн является высокая степень их интеграции с другими полосковыми СВЧ схемами. Применение полосковых излучателей перспективно при создании фазированных антенных решеток [11, 12, 172] мобильного базирования. В то же время при создании на основе полосковых и микрополосковых многоканальных эквидистантных фазированных антенных решеток с высоким значением коэффициента усиления и с узким главным лепестком диаграммы направленности, когда максимум диаграммы направленности ориентирован под произвольным углом к плоскости решетки, возникают практически непреодолимые трудности по обеспечению низких уровней бокового излучения и КСВН по каналам [A(11, 83-85)].

Наиболее перспективным направлением техники миллиметрового диапазона в настоящее время считается применение диэлектрических волноводов раз-

личных типов, гибридных магнитодиэлектрических структур и функциональных узлов на их основе [210]. Это обусловлено рядом причин, среди которых необходимо указать, прежде всего, на такие, как: простота конструктивного воплощения функциональных узлов (включая способы интеграции с активными элементами), простота и дешевизна производства, широкий диапазон механических свойств, определяемый применяемыми материалами, и в частности гибкость при изготовлении диэлектрических волноводов из полимеров. В литературе отмечается незначительное число работ по исследованию эффективных излучающих структур, выполненных на базе изолированного диэлектрического волновода [211-213]. В этих работах экспериментально исследованы характеристики структур с соосным расположением резонансных излучающих элементов.

Волноводно-щелевые и полосковые структуры широко применяются при создании сканирующих антенн [12].

Бурное развитие антенной техники в последние годы предъявляет все новые и новые требования как к канализирующим системам, так и к секторам сканирования и возможной девиации частоты, необходимой для их перекрытия.

Применение той или иной канализирующей системы обусловлено принципиальной возможностью осуществления сканирования в заданном угловом секторе и требованиями к девиации частоты, необходимой для перекрытия этого сектора. В случае осуществления сканирования в широком угловом секторе при небольшой девиации частоты используются, как правило, сильно дисперсионные системы – волноводы с диэлектрическим заполнением или полые волноводы с малым поперечным сечением в плоскости H . Если требуется обеспечить сканирование в широком угловом секторе при большой девиации частоты, то целесообразно применение систем с малой дисперсией – полый волновод с большим поперечным сечением, коаксиальная или полосковая линия. Волноводы с частичным диэлектрическим заполнением при создании сканирующих антенн используются в тех случаях, когда необходимо расширить сектор сканирования, поскольку происходит смещение граничной частоты волновода, отвечающей за возникновение высших типов колебаний в высокочастотную область.

Волноводы сложных сечений ($П$ - и H - волноводы) имеют, по сути, такие же дисперсионные характеристики, как и полые волноводы. Их использование целесообразно, когда необходимо применение волноведущих трактов с габаритами меньшими, чем у полых волноводов.

Для решения большинства современных задач практики перспективно применение многоэлементных антенных решеток и фазированных антенных решеток, в том числе с частотным, частотно-фазовым или нелинейным (двухчастотным) сканированием. В этой связи резко возрастают требования к точности расчета их многопараметрических частотно-энергетических характеристик и ДН.

На современном этапе развития теории и методов исследования электромагнитных полей в радиолокации и технике измерений сложилось направление, основанное на использовании в качестве зондирующих сигналов коротких и сверхкоротких электромагнитных импульсов. Их широкое использование привело к необходимости создания новых эффективных антенных систем для излучения /приема/ сигналов подобного типа.

Исходя из требований к направленности излучения и минимальности искажения излучаемого сигнала, для антенн, излучающих сверхширокополосные сигналы, сформулированы следующие требования [181]:

- широкополосность,
- независимость направления максимального излучения от частоты,
- совпадение фазовых центров во всей полосе частот или хотя бы группировка их в некоторой области частот.

Экспериментальному исследованию и разработке широкополосных антенн, а также их теоретическому исследованию посвящено значительное количество работ [178-181, 188]. Например, анализу различных типов широкополосных антенн для монохроматических сигналов и оценке их пригодности для несинусоидальных волн посвящен ряд работ Хармута [179, 182]. Была рассмотрена возможность использования таких хорошо известных широкополосных антенн как биконическая, плоская спиральная и логарифмическая периодическая антенны. Предложена модификация диполя Герца для эффективного излучения нестационарных сигналов.

нарных сигналов (антенна большого тока) [186, 191]. В работах [183, 187, 194] теоретически и экспериментально исследовались тонкие цилиндрические антенны (монополи и диполи), конические антенны с широким углом раскрыва, двуконический “толстый” монополь как в режиме приема, так и в режиме излучения нестационарных сигналов.

В работе [181] теоретически и экспериментально исследовано несколько различных типов антенн, применяемых для излучения коротких видео импульсов. Рассматривались такие антенны, как симметричные и несимметричные вибраторы, щелевые, спиральные антенны, волноводно-рупорная антенна с широкополосным коаксиально-волноводным переходом и ТЕМ-рупор с резистивной нагрузкой. Подробно описаны свойства ТЕМ-рупора, расчеты оптимальной конфигурации проводников, данные экспериментальных измерений и влияние резистивной нагрузки на характеристики излученного нестационарного поля.

В [187] приведены сравнительные характеристики резистивно нагруженной линейной антенны, ТЕМ-рупора и конической антенны.

Антенна с расширяющейся щелью в металлическом покрытии на диэлектрической подложке, предложенная Гибсоном, является антенной с бегущей квази-ТЕМ волной и проявляет свойства широкополосного излучателя [102, 105, 106, 110]. Такие ее достоинства как, более чем декадная полоса частот, слабая дисперсия, плоская структура делают ее перспективной для излучения нестационарных сигналов. Свойства таких антенн в режиме импульсного возбуждения рассматривались в [189, 190]. В работе [109] исследовались подобные планарные антенны с экспоненциально расширяющейся щелью, замкнутой на согласованную нагрузку. Результаты экспериментальных исследований показали, что антенна имеет сравнительно высокий коэффициент полезного действия и пригодна для излучения видеоимпульсного сигнала.

В [114, 192, A99] рассмотрена возможность построения антенной решетки из таких излучателей.

Еще одним перспективным типом антенн для сверхширокополосных сигналов являются кольцевые щелевые излучатели. Идеальная коаксиальная линия не

обладает дисперсией и антенны, построенные на основе плавно расширяющегося коаксиального излучателя, вносят минимальные искажения в излученный сигнал, что крайне важно для зондирования различных сред. Примером такого излучателя может быть коаксиальный конический рупор [195]. Такие антенны имеют достаточно широкую рабочую полосу частот, а использование неоднородного диэлектрического заполнения позволяет ее еще больше расширить [113].

Исследования нестационарных полей, излучаемых прямоугольной апертурой, проведенные в [105], представляют интерес как основа декомпозиционного подхода для решения задачи излучения антенн сложной формы.

Следует отметить, что традиционный подход к выбору антенн, предназначенных для сверхширокополосных сигналов состоит в том, что анализируются антенны монохроматических сигналов, но обладающие достаточно большой рабочей полосой. Однако, за исключением антенн бегущей волны традиционные типы антенн вносят искажения в излучаемый сигнал, даже если ширина полосы сигнала не превышает ширину полосы пропускания антенны.

Широкополосные антенны других типов еще менее пригодны для работы с импульсными сигналами из-за несовпадения фазовых центров различных диапазонов, что приводит к сильному "рассыпанию" импульсного сигнала [193-194].

В этой связи требуют проведения дальнейших исследований вопросы, связанные с созданием эффективных антенн для излучения видео-импульсных сигналов, оптимизации параметров антенн, физической интерпретации особенностей пространственного распределения электромагнитного поля при импульсном ее возбуждении [А(10, 15, 32, 35, 38, 41, 47, 91, 99, 105, 114, 119, 120, 125)].

1.2. Методы решения задач о щелевой связи электродинамических объемов

Современные высокоэффективные антенные системы и устройства антенно-фидерного тракта со щелевыми излучателями могут быть созданы лишь при знании основных физических закономерностей и особенностей в формировании

излучаемого ими электромагнитного поля и при выполнении предварительного теоретического анализа их характеристик. В подразделе 1.1. отмечалось, что для многих антенных систем и устройств СВЧ и КВЧ диапазонов, обладающих функциональными свойствами перспективными для широкого практического применения, в настоящее время, по сути, отсутствуют систематические методы их расчета и, как правило, задачу возбуждения электродинамических объемов одиночной щелью или системой щелей, задачу определения электродинамических характеристик антенн и антенных решеток решают различными приближенными методами [1-7, 24, 27-33, 48-54, 215-226]. Поэтому разработка теории, построение математических моделей, адекватных реальным физическим устройствам, алгоритмов расчета электродинамических характеристик устройств со щелевыми элементами являются весьма актуальными для практики.

1.2.1. Волноводно-щелевые излучатели. В основе построения теории и алгоритмов расчета системы щелевых излучателей (щелевых решеток) лежит решение задачи об одиночной щели. В начале развития теории щелевых отверстий связи щель рассматривали как эквивалентную сосредоточенную нагрузку, включенную в передающую линию [2]. Для определения параметров этой нагрузки использовались экспериментальные данные.

Начало разработки достаточно строгой и стройной теории щелевых излучателей, прежде всего волноводно-щелевых антенн с резонансными щелевыми элементами, связано с работами Я.Н.Фельда [1] и А.Ф. Стивенсона [3].

В основу разработки теории щелевых излучателей положен принцип двойственности, вытекающий из взаимосвязи между электрическими и магнитным полями и токами, высказанный М.С. Нейманом в 1940 г. [227] и строго сформулированный в 1944 г. А.А. Пистолькорсом [228].

Постановка задачи базируется на использовании условия непрерывности тангенциальной составляющей магнитного поля $\vec{H}$ на поверхности щели [7] (предполагается, что плоский экран, в котором она прорезана, бесконечно тон-

кий и бесконечных размеров):

$$\vec{H}_\tau^{in}(\vec{e}_s) + \vec{H}_{0\tau}^{in} = \vec{H}_\tau^{ext}(\vec{e}_s) + \vec{H}_{0\tau}^{ext}. \quad (1.1)$$

Здесь $\vec{H}_\tau^{in}(\vec{e}_s)$, $\vec{H}_\tau^{ext}(\vec{e}_s)$ – тангенциальные составляющие магнитного поля, возбужденного касательными составляющими электрических полей $\vec{e}_s$ на поверхности щели S_{sl} во внутренней (индекс “in”) и внешней (индекс “ext”) областях, $\vec{H}_{0\tau}^{in}$, $\vec{H}_{0\tau}^{ext}$ – первичное магнитное поле соответственно во внутренней и внешней областях, возбуждающее щель.

В соответствии с теоремой эквивалентности [7] поля $\vec{H}_\tau^{in}(\vec{e}_s)$ и $\vec{H}_\tau^{ext}(\vec{e}_s)$ определяются также как поля, возбужденные магнитными токами $\vec{J}_s^m$, распределенными на металлизированной поверхности щели по закону

$$\vec{J}_s^m = [\vec{e}_s, \vec{n}]. \quad (1.2)$$

Орт нормали $\vec{n}$ направлен внутрь области, в которой рассматривается поле $\vec{H}$.

При любой длине щели основным параметром, позволяющим определить ее энергетические и частотные характеристики, является амплитудно-фазовое распределение электрического поля или эквивалентного ему магнитного тока в щели [1, 3, 7, 79].

Решение основного функционального уравнения (1.1) для определения закона распределения касательной составляющей электрического поля $\vec{e}_s$ на поверхности щели S_{sl} в строгой электродинамической постановке, как правило, представляет собой крайне сложную задачу.

Исследованию излучающих систем со щелевыми элементами посвящено большое количество публикаций, в которых использованы численные, численно-аналитические методы (метод интегральных уравнений [7, 215], метод моментов, метод Галеркина, метод наведенных магнитодвижущих сил [7], метод конечных разностей [229-232], вариационные методы [235-238]) и аналитические методы (метод малого параметра [7], метод итераций [3, 233, 234], асимптотический метод усреднения [3, 233, 243-245; A(22, 23, 33)]). Наибольшей наглядностью для анализа и расчета характеристик щелей обладают аналитические методы.

В [7, 239-241] получено общее аналитическое решение интегрального уравнения (1.1) методом разложения функции распределения магнитного тока в узкой щели, расположенной в бесконечном идеально проводящем экране при произвольном ее возбуждении в ряд по степеням малого параметра α :

$$J(s) = J_0(s) + \alpha J_1(s) + \alpha^2 J_2(s) + \dots, \quad (1.3)$$

где $J(s)$ – ток в щели; $J_n(s)$ – искомые функции разложения тока; s – продольная координата, связанная со щелью длиной $2L$ и шириной d ;

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{2 \ln(kd/4)}}, \quad |\alpha| \ll 1; \quad (1.4)$$

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны в свободном пространстве.

Однако, как всегда при решении задач теории колебаний этим методом, получаются разные выражения для тока в случаях: «настроенной» щели ($2L = n\lambda/2$), $n=1,2,3,\dots$, когда частота стороннего поля мало отличается от собственной частоты щели и «ненастроенной» ($2L \neq n\lambda/2$), когда это условие не выполняется, щелей. Решение для настроенных щелей описывается нулевым приближением и дает чисто синусоидальное распределение поля вдоль щели. В случае ненастроенных щелей нулевое приближение тождественно равно нулю, а амплитуда первого приближения при $2L = n\lambda/2$ обращается в бесконечность. Это явно ограничивает возможности практического использования такого аналитического решения.

Попытка распространения классического решения задачи о тонком вибраторе в свободном пространстве [233, 234] на случай произвольно ориентированной щели в широкой стенке прямоугольного волновода проведена в [3]. Результат получен методом итераций в первом приближении по α :

$$J(s) = \alpha J_0 \frac{\cos ks}{\cos kL + \alpha F(\pi/2)}, \quad (1.5)$$

$$\alpha = \frac{1}{2 \ln(d/8L)}, \quad |\alpha| \ll 1, \quad (1.6)$$

где J_0 – амплитуда тока, найденная в предположении заданного стороннего по-

ля; $F(\pi/2)$ – функция ближнего поля при $2L = \lambda/2$. Но в отличие от работ [233, 234] в [3] не найдены выражения для следующих приближений, а в функции $F(\pi/2)$, определяющей ближнее реактивное поле щели, сделано также допущение, что $kL = \pi/2$.

Условия (1.4, 1.6) накладывают очень жесткие ограничения на ширину щели по сравнению с ее длиной $2L$ и рабочей длиной волны λ . Ширина щели должна быть очень узкой (так называемой «экспоненциально» узкой [7]).

В случае более широких, «просто» узких щелей, когда $d/2L \ll 1$ и условия (1.4, 1.6) не выполняются, использование аналитического решения [7] не представляется возможным, так как учет первых членов ряда становится недостаточным, а определение последующих членов ряда в разложении для тока (1.3) связано с чрезвычайными трудностями.

В этой связи при решении задач об узких щелях, длины которых сравнимы с $\lambda/2$, $0.35\lambda \leq 2L \leq 0.65\lambda$, во многих работах [7, 24, 27, 48, 52-54, 76, 95, 97, 139-143; А(2-4, 8, 9, 37, 56, 57, 102)] функцию распределения поля вдоль щели рекомендуется аппроксимировать одной полуволной синусоиды

$$\vec{e}_s = \vec{v}^0 f(v) V \sin \frac{\pi u}{2L}, \quad (1.7)$$

где u, v – координаты вдоль и поперек щели, отсчитываемые от ее начала, $\vec{v}^0$ – единичный орт, направленный поперек щели; V – комплексный амплитудный коэффициент, который определяется из уравнения (1.1). Функция распределения поля поперек щели $f(v)$ либо принимается постоянной, либо учитывает условие Мейкснера на ребре [242]. Обычно она нормируется таким образом, чтобы V имело смысл напряжения между краями щели в пучности поля $\vec{e}_s$ [7].

Однако в [50, 71] отмечается, что такая аппроксимация функции распределения поля в щели не соответствует действительности не только для щелей, длины которых существенно отличны от $\lambda/2$ ($2L > \lambda$ или $2L \gg \lambda$), но и, например, для щелей в широкой стенке прямоугольного волновода, длины которых близки

к $\lambda/2$ (особенно в случае системы близко расположенных друг к другу щелей, когда наблюдается сильное взаимодействие щелей по высшим типам волн).

В [30] утверждается, что полуволновая аппроксимация допустима для щелей, длины которых удовлетворяют условию:

$$\lambda/8 \leq 2L \leq \lambda/2. \quad (1.8)$$

Методы получения аналитических решений в работах [1] и [3] являются развитием в применении к щелям асимптотических методов решения задач о тонких вибраторах, разработанных в работах Халлена [233], Леонтовича и Левина [243]. В [244, 245] при исследовании тонких проволочных вибраторов в свободном пространстве и в волноводе методом усреднения получено приближенное аналитическое решение интегрального уравнения для вибратора. Преимущество этого решения заключается в том, что оно справедливо как для $2L = n\lambda/2$, так и для $2L \neq n\lambda/2$.

Возможность получения единого аналитического решения для «настроенных» и «ненастроенных» щелей позволило бы значительно усовершенствовать математическую модель щелевого излучателя и алгоритм расчета его характеристик. Такое решение получено нами в [А(22, 23, 33)] на основе асимптотического метода усреднения для щелей, длины которых не только близки к полуволновым, а и значительно (до $2L \approx 2.75\lambda$) длиннее их. Естественный малый параметр задачи α нами определен как

$$\alpha = \frac{1}{8 \ln(d/8L)}, \quad |\alpha| \ll 1. \quad (1.9)$$

Условие (1.9) накладывает значительно менее жесткие требования на ширину щели, чем условия (1.4, 1.6), и для решения задач о щелевой связи электродинамических объемов можно будет ограничиться первыми приближениями в распределении тока в щели по малому параметру α . На наш взгляд, получение такого решения особенно перспективно для решения задач о системе щелевых излучателей, поскольку амплитудно-фазовое распределение поля в щели описывается всего лишь одной функцией, где в отличие от (1.7), как будет показано

ниже (в разделе 2), в решении учитываются как геометрические параметры щели, так и электродинамические характеристики связываемых щелью объемов.

Поскольку получение аналитического решения для функции распределения магнитного тока в узкой щели для последующих членов ряда (1.3) чрезвычайно сложно и дальнейшее использование аналитического решения (особенно для щелей произвольной длины) нецелесообразно, а аппроксимация поля в щели функцией (1.7), по сути, правомерна только лишь для щелей с $2L \approx \lambda/2$ и с точностью определения частотно-энергетических параметров таких щелей менее $(10 \div 20)\%$, то во многих современных работах [30, 46, 50-54, 65, 76, 130; А(3, 7, 9, 21, 25, 27, 31, 36, 40, 44)] отмечается, что более корректно описывать распределение электрического поля вдоль щелей набором Q координатных функций

$$\vec{e}_s = \sum_{q=1}^Q V_q \vec{e}_q, \quad (1.11)$$

где V_q – постоянные комплексные числа, подлежащие определению; $\vec{e}_q$ – заданные на поверхности щели, касательные к ней, линейно независимые вектор-функции. В случае, когда начало системы координат совпадает с центром щели

$$\vec{e}_q = \nabla^0 f(v) \sin \frac{q\pi(u+L)}{2L}. \quad (1.12)$$

Неизвестные комплексные коэффициенты V_q для одиночной щели определяются из системы алгебраических уравнений, аналогичной СЛАУ метода наведенных магнитодвижущих сил [7], которая получается в результате применения процедуры метода Галеркина (моментов) к уравнению (1.1). Метод Галеркина был предложен Фельдом [7] для решения задач об узких щелях (тонких вибраторов) и является одним из самых эффективных методов решения интегральных уравнений для токов в щелевых и вибраторных антеннах. Наиболее полно теория тонких вибраторов изложена в [18], а в работах [234, 248, 249] приведены результаты их численного расчета по методам моментов и Галеркина.

Поведение нормальной к контуру щели компоненты поля $f(v)$ определяется условием Мейкснера на ребре щели, поскольку выбор базисных функций,

удовлетворяющих этому условию, обеспечивает сходимость самого метода Галеркина [250-252]. Если задача решается в приближении бесконечно тонкой стенки волновода, то компонента электрического поля, перпендикулярная к контуру щели при приближении к последнему на расстояние R должна возрастать не быстрее чем $R^{-1/2}$ [7, 29, 37, 52, 219], а функция распределения электрического поля поперек щели в этом случае определяется как

$$f(v) = \frac{1}{\pi \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - v^2}} \quad (1.13)$$

и характеризует поперечное распределение поля в электростатическом приближении [7]. В случае конечной толщины стенки волновода, электрическое поле вблизи прямоугольного ребра щели имеет особенность вида $R^{-1/3}$ [28] и функция распределения электрического поля поперек щели будет определяться выражением

$$f(v) = \frac{1}{\left(\frac{d}{2}\right)^{1/3} \sqrt[3]{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - v^2}} \quad (1.14)$$

Этот случай рассмотрен в работе автора [52] при решении задач об одиночной, X-образной щелях и системе двух прямоугольных щелей, длины которых $2L \approx (0.35 \div 0.65)\lambda$.

В приближении постоянного амплитудного распределения поля в поперечном направлении щели функция $f(v)$ принимается равной $1/d$. Именно такое приближение наиболее часто применяется при решении задачи о щелевых излучателях, так как при этом ее решение значительно упрощается.

Использование метода Галеркина с аппроксимацией искомого поля на щели базисными функциями, удовлетворяющими условию Мейкснера на ребре, приводит к хорошей внутренней сходимости метода. В [50, 252] показано, что в прямоугольных координатных отверстиях в широкой стенке прямоугольного волновода, размеры которых сравнимы с $\lambda/2$, достаточно учитывать 4-10 базис-

ных функций распределения поля в щели и при этом порядок решаемой СЛАУ значительно (как минимум на порядок) меньше, чем, например, в работах [218-219], где производится дискретизация поверхности интегрирования. В отмеченных работах краевая задача решается в приближении бесконечно тонкой стенки волновода.

Для учета толщины стенки волновода в ряде работ [242; А(22, 23, 29-31)] вводится эквивалентная ширина щели $d_{эф}$, поскольку увеличение толщины стенки (или экрана, в котором прорезана щель) эквивалентно сужению щели в задаче о щели в бесконечно тонком экране. Однако, такой подход к оценке влияния толщины стенки волновода на характеристики щелевого излучателя справедлив только для ограниченных значений ширины щели d и толщины экрана (стенки волновода) t , поскольку при этом должны выполняться условия:

$$\left[\frac{2}{\pi} \ln(2\lambda/\pi d) \right]^{-1} \ll 1; \quad \left[\frac{2}{\pi} \ln(2\lambda/\pi t) \right]^{-1} \ll 1. \quad (1.15)$$

Например, в [242] предлагается учитывать толщину стенки волновода вводя $d_{эф} = d \left(\frac{8}{\pi e} e^{-\frac{\pi}{2d}} \right)$ при условии, что $\frac{t}{d} \geq \frac{1}{4}$, а $\frac{t}{\lambda} \ll 1$, в то время как на практике могут использоваться щелевые излучатели, расположенные в экранах, толщина которых много больше ширины щели и сравнима с длиной волны.

Электродинамически более строгий метод учета толщины стенки экрана или волновода был предложен впервые в работах [28, 36, 283] и в работах [51-54, 76, 94, 95]. Здесь для учета толщины стенки волновода предлагается рассматривать связь не двух, а трех электродинамических объемов: внутреннего “in”, внешнего “ext” и объема, образованного непосредственно полостью щели “v”. На поверхностях щели S_1 и S_2 , обращенных соответственно к внутреннему “in” и внешнему “ext” объемам, требуется выполнение условия непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля, и функциональные уравнения принимают вид:

$$\begin{aligned}
\text{на } S_1: \quad & \vec{H}_\tau^{in}(\vec{e}_{s_1}) + \vec{H}_{0\tau}^{in} = \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s_1}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s_2}); \\
\text{на } S_2: \quad & \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s_1}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s_2}) = \vec{H}_\tau^{ext}(\vec{e}_{s_2}) + \vec{H}_{0\tau}^{ext},
\end{aligned} \tag{1.16}$$

где $\vec{e}_{s_1}, \vec{e}_{s_2}$ – электрические поля, наводимые соответственно на поверхностях щели S_1 и S_2 и являющиеся вторичными источниками электромагнитного поля в объемах “in”, “ext”, “v”.

Наиболее простым и удобным методом решения интегродифференциальных уравнений (обусловленных (1.16)), позволяющим учесть толщину стенки волновода в задачах о линейных и регулярных щелях в стенках прямоугольного волновода, является метод, когда неизвестные векторные функции $\vec{e}_{s_1}$ и $\vec{e}_{s_2}$ аппроксимируются наборами координатных базисных функций $\vec{e}_q$ с комплексными амплитудными коэффициентами V_{q_1} и V_{q_2} (1.11), которые определяются из СЛАУ, получаемой в результате применения процедуры Галеркина. Именно этот метод был применен в наших ранних работах [52-54, 76, 94]. Применяемая в них методика предпочтительнее, чем в [36], т.к. используются аппроксимирующие функции для всей области щели и порядок СЛАУ определяется удвоенным значением числа этих функций. В [36] для решения уравнений, эквивалентных (1.16), используется методика Крылова-Боголюбова и поверхность щели разбивается на малые участки, что приводит к дополнительному повышению порядка системы, связанного с количеством участков разбиения.

По мере увеличения электрической длины щели количество гармоник, аппроксимирующих АФР в ней (1.11), а, следовательно, и порядок решаемой СЛАУ существенно возрастают. Очевидно, именно этим можно объяснить тот факт, что в литературе практически отсутствуют работы по исследованию щелей с $2L > \lambda$ и $2L \gg \lambda$, поскольку для таких щелей проблематично не только получение аналитического решения для функции распределения магнитного тока в щели, но и применение других численно-аналитических и численных методов.

Тем не менее, для создания математической модели и исследования характеристик щели прямоугольной конфигурации и произвольной длины, на наш

взгляд, наиболее перспективным является именно метод Галеркина, так как он доступен для широкого практического применения и позволяет с общих позиций проанализировать влияние на характеристики излучения геометрических и электродинамических параметров щели и волноведущего тракта. Эффективность применения метода Галеркина к решению интегро-дифференциального уравнения для электрически длинных щелей и возможность применения метода наведенных МДС для исследования их характеристик будут отмечены в следующих разделах диссертации и представлены в работах [А(21, 25, 40, 87, 94, 98)].

Один из методов решения задачи о щелевой связи электродинамических объемов – сведение исходной задачи к вариационной, где основную проблему составляет построение стационарного функционала на основе функций, описывающих распределение магнитного тока в щели. Однако вариационные методы предполагают использование априорной информации о функции распределения тока в щели [30-33]. Как следует из анализа этих работ, основным недостатком вариационного подхода к решению щелевых задач является практическая невозможность его применения при сложном виде функции распределения электрического поля в щели и произвольном значении толщины стенки волновода.

В первоначальной постановке задачи о щелевых неоднородностях в волноведущих трактах формулируются в виде интегральных или интегро-дифференциальных уравнений первого рода, которые могут быть получены из функциональных уравнений (1.1), (1.16). Для щелей, длины которых соизмеримы с длиной волны, – это трехмерные векторные краевые задачи и, как отмечалось ранее, аналитическое решение этих уравнений в общем случае не представляется возможным. Поэтому на практике при решении многих щелевых задач в основном применяются численно-аналитические и численные методы. При этом задача имеет устойчивое решение, если исходную систему линейных алгебраических уравнений или исходные интегральные уравнения первого рода удастся свести к уравнениям второго рода с обоснованной сходимостью решения.

В работе [246] доказывается существование решения уравнения 1 рода, когда ядро имеет логарифмическую особенность.

В работе [247] для получения устойчивого численного решения предлагается метод саморегуляризации уравнения, когда определенным образом выбирается шаг дискретизации интервала интегрирования – он не должен быть очень малым. Это позволяет в соответствующей СЛАУ получить ярко выраженную диагональ матричных элементов, что приводит к хорошей обусловленности системы.

Однако применение метода саморегуляризации для решения большей части известных задач о щелевой связи электродинамических объемов крайне затруднительно и это связано не только со сложностью получения решения интегрального уравнения, а и с возможностью обеспечения его точности.

Строгое решение большого числа задач дифракции связано с применением численно-аналитического метода полуобращения. Здесь аналитически или путем ряда других преобразований обращается главная часть оператора задачи и интегральные или алгебраические уравнения первого рода сводятся к уравнениям второго рода, которые имеют строгие решения с любой наперед заданной точностью. Как варианты применения этого метода следует, например, отметить метод задачи Римана-Гильберта в теории бесконечных решеток [236], решение задач, содержащих разностный оператор матричных уравнений для ряда периодических структур и волноводных неоднородностей, в применении к теории дифракции электромагнитных волн на двумерных плоских экранах и других структурах [237, 253, 254].

Один из вариантов метода полуобращения применен, например, в работах [221, 252]. В [221] построена собственная функция сингулярного оператора в задаче о вибраторе в свободном пространстве, что позволило решить уравнение Поклингтона методом Галеркина в классе специально подобранных базисных функций, удовлетворяющих условию на ребре, и получить строго обоснованное решение. В [252] при использовании ортогонального базиса в энергетическом пространстве получено представление интегрального оператора для узкой прямолинейной щели в бесконечном экране в виде суммы симметричного положительно определенного и вполне непрерывного операторов, что обеспечивает схо-

димость приближенного решения, найденного по методу Галеркина, к точному. Однако использовать результаты этих работ для исследования щелей в волноводах нежелательно, так как при этом существенно усложняется оператор задач.

Среди других методов, позволяющих свести дифракционную задачу к решению интегрального уравнения второго рода, следует отметить метод частичных пересекающихся областей [238] и метод произведения областей [220], которые использовались для исследования волноводов и волноводно-резонаторных систем сложной формы и для расчета волноводных узлов с многоугольной границей. В [255] отмечается связь этих методов с методом полуобращения.

Произвольно расположенные прямоугольное, а также круглое, кольцеобразное отверстия в стенке конечной толщины исследованы в работах [256, 257]. Здесь используются разложения в интеграл Фурье и численное интегрирование по действительной оси в полюсах подинтегральной функции производится на основании методики, разработанной в [258, 259]. Однако эта методика не может быть непосредственно использована для решения, например, задач об излучении через щели в свободное пространство при заполнении щелей, волноводов или внешнего пространства магнитоэлектриком, при исследовании электрически длинных щелей и во многих других случаях. Следует отметить, что ряд решений, приведенных в этих работах о связи волновода через щелевые отверстия прямоугольной формы, получены значительно раньше и более доступными для практического применения методами в работах [48-54].

Сложность решения интегральных уравнений, следующих из (1.11), (1.16) в задачах о волноводно-щелевых излучателях, связана, прежде всего, с видом оператора задач. В большинстве случаев задача выделения главной части оператора, поддающейся аналитическому обращению, практически не разрешима, и краевая задача сводится к численному решению сингулярного интегрального уравнения.

Для решения задач о криволинейных щелевых излучателях, щелей с изменяющимся радиусом кривизны и других щелей криволинейной формы перспективно применение метода интегральных уравнений с использованием численных

методов математической физики.

Метод интегральных уравнений применительно к непрямолинейным излучателям был рассмотрен в работах [65, 85-88, 151]. В [86, 87] интегральное уравнение решалось методом конечных элементов применительно к задаче об узкой наклонной щели, расположенной в узкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода с вырезами в его широкой стенке. Этот метод может быть применен и к решению задачи о криволинейной щели в стенке прямоугольного волновода. Однако он чрезвычайно сложен для практического применения, так как требует больших трудоемких предварительных вычислений для сведения задачи к решению СЛАУ (проблема выбора базисных функций, их количества, выбора точек триангуляции и др.).

На наш взгляд, задача о регулярной линейной щели в стенке прямоугольного волновода с вырезами в его другой стенке в приближении, удовлетворяющем требованиям практики, может быть решена значительно проще путем построения адекватной математической модели с использованием метода наведенных магнитодвижущих сил и процедуры Галеркина. Полученные результаты позволяют исследовать не только одиночные щели, а и впервые применить электродинамический метод для расчета характеристик системы таких щелевых излучателей [A(24, 34, 43, 91, 99, 102)].

Весьма эффективным методом при решении интегральных уравнений является метод дискретных особенностей, примененный в [260, 261] при решении сингулярных уравнений со степенными особенностями.

При решении задач о щелевых излучателях в прямоугольном волноводе интегральные уравнения имеют обычно логарифмическую особенность. Можно перейти от интегральных уравнений с логарифмической особенностью к степенной с помощью операции дифференцирования. Однако в этом случае возникает проблема дифференцирования бесконечных рядов функции Грина. Для дифференцирования бесконечного ряда необходимо провести операцию выделения логарифмической особенности, что крайне затруднительно. Трудность заключается в том, что в получаемых при этом рядах, которые можно почленно дифференци-

ровать, коэффициенты ряда – это интегралы с быстро осциллирующими функциями в комплексной плоскости.

Для исследования криволинейных щелей в общем случае произвольной длины и не пересекающих ребра прямоугольного волновода, на наш взгляд, эффективной является методика, когда краевая задача формулируется в представлении скалярных потенциалов Герца и сингулярные уравнения имеют логарифмическую особенность. Интегральное уравнение при этом решается методом коллокации [262], когда значения функции берутся в узлах сетки, а точки коллокации выбираются эмпирически. Точки коллокации нами предлагается выбирать на расстояниях, меньших $1/3$ шага сетки, тогда как в [260] при решении сингулярного уравнения со степенной особенностью точки коллокации выбираются в точности посередине между узлами сетки.

1.2.2. Методы расчета многоэлементных волноводно-щелевых структур. Наиболее широко щелевые излучатели используются в качестве излучающих элементов антенных решеток. Современные щелевые антенные решетки имеют сложную излучающую и запитывающую структуры, комплексированную, многоблочную или разреженную апертуру. Они являются основной частью современных многофункциональных радиотехнических и радиоэлектронных комплексов, обладают целым рядом электродинамических и конструктивных особенностей.

Практическая реализация ЩАР связана со многими трудностями расчетного и технологического характера, в основе которых лежит прежде всего такой фактор, как сильное отличие частотно-энергетических параметров одиночного щелевого излучателя от случая, когда эта щель является элементом щелевой решетки [9, 10, 93, 202, 263-266; А(2, 27, 34, 36, 37, 39, 43, 44, 45)].

Кроме того, щелевые антенные решетки могут насчитывать сотни и даже тысячи излучающих щелевых элементов и узлов связи устройств системы питания. Причем сами щели могут располагаться в стенках различных электродинамических объемов (волноводы с эквивалентной нагрузкой, с электрической стен-

кой, резонаторы) и иметь различные электрические и геометрические размеры. Применение электрически длинных щелей в сверхразмерных волноводах перспективно, например, для создания эффективных антенн миллиметрового диапазона волн. Создание современных, высокоэффективных щелевых антенных решеток практически невозможно без предварительного теоретического исследования их частотно-энергетических характеристик и диаграмм направленности.

В этой связи для расчета характеристик щелевых решеток, в частности, волноводно-резонаторно-щелевых, необходим метод, который позволил бы обеспечить необходимую точность расчета амплитудно-фазового распределения поля в раскрыве решетки с учетом электрических параметров каждого щелевого излучателя, электродинамических условий его возбуждения, учета взаимодействия щелевых элементов по каналам возбуждения и по внешнему пространству и мог быть применен для расчета многоэлементных щелевых решеток, в том числе и с разнотипными, комбинированными щелевыми излучателями.

На начальном этапе развития теории расчета щелевых антенных решеток каждая щель, как правило, рассматривалась в качестве эквивалентной сосредоточенной нагрузки, включенной в передающую линию.

Среди приближенных методов расчета волноводно-щелевых антенных решеток можно выделить: энергетический метод, метод эквивалентных схем, метод рекуррентных соотношений.

Энергетический метод, предложенный в работах [9, 24], не позволяет учесть толщину стенки волновода, взаимодействие щелей по системе питания и по внешнему пространству.

В методе эквивалентных схем [166, 267, 272] линейная волноводно-щелевая антенная решетка с резонансными щелями, в приближении бесконечно тонкой стенки волновода, представляется в виде эквивалентной двухпроводной линии с включенными шунтирующими проводимостями. При этом не учитывается взаимодействие щелей и конечные размеры излучающей апертуры.

Учесть взаимное влияние по основному типу волны в питающем волноводе в нерезонансной линейной волноводно-щелевой антенне позволяет метод ре-

курентных соотношений [264], где антенная решетка также представляется в виде эквивалентной двухпроводной линии с шунтирующими проводимостями и задача решается с использованием теории четырехполюсников.

В [265, 266] применительно к синтезу резонансной волноводно-щелевой решетки, а также к синтезу и анализу нерезонансной ВЩР, запитываемых с концов, предложен метод, использующий модель волноводно-щелевых линеек в виде длинной линии с включенными в нее сосредоточенными проводимостями. Однако, в отличие от метода рекуррентных соотношений в качестве сосредоточенных проводимостей использованы не собственные эквивалентные проводимости щелей, а полученные на основе работы [7] эквивалентные проводимости Y^3 этих щелей за счет учета взаимодействия с другими щелями ВЩР по внешнему пространству и высшим типам волн в волноводе. В работе [80] такой подход применен для инженерного расчета многоэлементных резонансных волноводно-щелевых решеток, имеющих сложную структуру возбуждения.

Однако область применения уравнений связи для определения эквивалентных проводимостей Y^3 ограничивается случаями, для которых выполняется условие эквивалентности щелей сосредоточенным проводимостям или сопротивлениям, что соответствует требованию симметричности распределения напряженности электрического поля в щелях, в то время как даже для одиночных щелей, длины которых близки к $\lambda/2$, амплитудное распределение поля в щели во многих случаях не симметрично [50; А(29, 30)].

Кроме того, такой приближенный инженерный подход [265, 266] не позволяет учесть толщину стенок волноводов или резонаторов и не применим для расчета волноводно-щелевых решеток с электрически длинными щелями, групповыми щелевыми излучателями, с разнотипными, комбинированными щелями и щелевыми элементами другого типа, а также с различными запитывающими и возбуждающими излучающими щели структурами (например, при заполнении полостей волноводов, резонаторов или щелей диэлектриком) для создания многочастотных волноводно-щелевых решеток с совмещенной апертурой и др.

Все же, предложенный в [265, 266] метод расчета характеристик волноводно-щелевых решеток, на наш взгляд, может быть перспективен для инженерной оценки параметров решетки со щелями сложной формы и конфигурации, для которых отсутствуют точные математические модели расчета их характеристик, поскольку уравнения связи позволяют использовать аппроксимации эмпирических зависимостей собственных эквивалентных проводимостей от их размеров и положения в волноводе.

Поскольку в антенной решетке для обеспечения требуемых характеристик направленности необходима высокая точность реализации частотно-энергетических характеристик и амплитудно-фазового распределения поля, возникает необходимость в детальном исследовании решеток более точными электродинамическими методами. К наиболее эффективным и строгим методам расчета щелевых антенных решеток следует отнести метод интегральных уравнений, метод моментов, метод Галеркина и метод наведенных магнитодвижущих сил. Пределы применимости этих численных методов к расчету щелевых антенных решеток достаточно широки. Суть их, в общем, состоит в том, что на основании граничных условий для электрического поля (магнитного тока) в щелях и условий непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля на соответствующей границе щель – электродинамический объем, краевая задача сводится к решению системы интегральных уравнений, которая решается либо непосредственно численными методами, либо сводится к системе линейных алгебраических уравнений [7, 93, 262, 18].

Наиболее универсальным методом решения интегральных уравнений является метод моментов, в котором неизвестная функция распределения поля в щели представляется в виде линейной комбинации заданных, так называемых, базисных функций, являющихся полной системой функций в выбранном функциональном пространстве, с неизвестными коэффициентами, а слагаемые, которые определяются возбуждающими щель полями, также раскладываются по системе линейно независимых весовых или пробных функций. В методе Галеркина, как известно [268], системы базисных и весовых функций совпадают.

При использовании этих методов первостепенное значение имеет выбор базисных функций [11, 18, 52, 54]. Существует большое число систем функций, которые в литературе используются в качестве базисных и весовых в задачах о щелевых излучателях [262, 268]. В каждом конкретном случае они выбираются так, чтобы наибольшим образом соответствовать физической сущности задачи.

В качестве базисных функций используются, например, степенные ряды и функции, тригонометрические функции, полиномы Чебышева, Гегенбауэра, Лежандра, функции Бесселя, кусочно-постоянные, кусочно-линейные, кусочно-синусоидальные и другие [11].

При исследовании щелевых антенных решеток Я.Н. Фельдом был разработан метод наведенных магнитодвижущих сил. В [7] при решении интегродифференциальных уравнений в задаче о линейной волноводно-щелевой решетке показана возможность применения метода Галеркина, то есть использование аппроксимации неизвестного поля в щелях набором (1.11) тригонометрических функций вида (1.12). Этот метод нашел широкое применение на практике при расчете волноводно-щелевых решеток конечных размеров [155, 156, 269].

В работе [270] рассмотрена математическая модель двумерной волноводно-щелевой антенной решетки бегущей волны с периодической системой излучателей. При построении модели использованы методы теории периодических структур. Суть предлагаемого метода состоит в переходе от возбуждения конечной волноводно-щелевой антенной решетки к соответствующему фрагменту, возбуждаемому в составе регулярной (бесконечной) решетки.

В силу периодичности решетки определение характеристик щелевых излучателей сводится к нахождению поля в щелях периодической ячейки при парциальном возбуждении регулярной решетки.

Периодическая ячейка представляет собой полубесконечный пространственный волновод и отрезок прямоугольного волновода со щелями. Поле в отрезке волновода представляется в виде ряда собственных волн прямоугольного волновода, а в пространственном волноводе – в виде ряда гармоник Флоке. Отличительной особенностью указанного метода расчета антенной решетки является

ся сравнительная простота учета возможного многослойного диэлектрического покрытия волноводно-щелевой решетки. Для каждой из гармоник Флоке пространственный волновод можно представить в виде отрезков длинных линий, волновое сопротивление которых определяется параметрами слоев диэлектрика многослойного покрытия. С помощью теории длинных линий определяются коэффициенты отражения и прохождения для каждой гармоники Флоке, а, следовательно, и структура поля регулярной антенной решетки.

Приведенный алгоритм обеспечивает возможность определения коэффициентов матрицы собственных и взаимных “проводимостей” щелей при парциальном возбуждении, порядок которой зависит от числа базисных функций, аппроксимирующих поле в щели, и числа излучателей в периодической ячейке. Амплитудные коэффициенты в представлении поля щелевых излучателей определяются с помощью процедуры обратного дискретного преобразования Фурье.

Данный метод, однако, является приближенным и не пригоден для расчета многих видов решеток. Основным недостатком рассмотренного приближенного метода для анализа волноводно-щелевой антенной решетки является принципиальная невозможность учета её конечных размеров. В рамках этого подхода не удастся оценить область конечной решетки, для которой справедливы результаты, полученные согласно теории бесконечных структур, а также трудно оценить амплитуду и протяженность краевых эффектов. Без этого нельзя определить такие важные параметры как ширина диаграммы направленности, уровень ее боковых лепестков, коэффициент направленного действия.

Вычислительные трудности, возникающие при решении системы алгебраических уравнений, эквивалентной системе интегральных уравнений в щелевых решетках, связаны прежде всего со сложностью определения коэффициентов матрицы системы (собственных и взаимных проводимостей щелей [7]) и необходимостью решения системы уравнений высокого порядка [11, 18, 219].

Одной из разновидностей итерационных методов решения систем линейных алгебраических уравнений является метод последовательных приближений [7, 254]. Этот метод был применен Смирновым [254] для расчета амплитудно-

фазового распределения в линейной волноводно-щелевой решетке с резонансными продольными щелями в широкой стенке прямоугольного волновода, возбуждаемых бегущей волной с учетом их взаимного влияния.

В наших ранних работах этот метод был развит для расчета линейной решетки крестообразных щелевых излучателей с круговой и эллиптической поляризацией излучаемого поля [23] и также использован для исследования характеристик волноводно-щелевых решеток в [271].

Однако непосредственно этот метод не применим для расчета двумерных решеток со сложной структурой возбуждения, решеток с секционированной или комплексированной апертурой, неэквидистантных решеток, антенн с электрически длинными щелями и др. Он затруднителен для учета произвольного значения толщины стенки волновода и высших типов волн.

До настоящего времени, несмотря на относительную сложность точного вычисления интегральных параметров в уравнениях метода наведенных магнитодвижущих сил и высокий порядок системы уравнений при использовании нескольких базисных функций в апертуре каждой щели, именно метод наведенных магнитодвижущих сил является наиболее общим и основным электродинамическим методом расчета волноводно-щелевых решеток с высокой точностью. Метод наведенных магнитодвижущих сил и получаемая при этом система линейных алгебраических уравнений будут в дальнейшем использоваться в работе или непосредственно в известном представлении [7], или с некоторыми модификациями, что позволит впервые применить его для строгого расчета характеристик многих щелевых структур. В этой связи запишем систему СЛАУ, полученную методом Галеркина для щелей, имеющих конечную толщину стенки волновода (экрана) при аппроксимации поля в щели набором координатных функций (1.11).

Для случая, когда поле вдоль щели аппроксимируется одной координатной функцией, а стенка предполагается бесконечно тонкой, Я.Н. Фельдом разработана теория расчета многощелевой системы возбуждаемой волноводом, и тогда задача решения интегрального уравнения сводится к решению СЛАУ метода наведенных магнитодвижущих сил [7]:

$$\sum_{m=1}^N V_n Y_{mn} = F_m, \quad n = 1 \dots N, \quad (1.17)$$

где N – число щелей; Y_{mn} – собственные (при $m = n$) и взаимные (при $m \neq n$) проводимости щелей; F_m – магнитодвижущие силы на щели с номером m ; V_n – иско-
мое напряжение на щелях.

Как отмечалось ранее, учет толщины стенки волновода сводится к реше-
нию задачи о связи трех электродинамических объемов: полости волновода “*in*”,
полости (объема) щели “*v*” и внешнего объема “*ext*”.

Здесь следует отметить, что объем “*v*” может быть произвольным и не
совпадать с объемом, образованным непосредственно полостью щели, а первич-
ные источники поля могут находиться как в волноводе, так и вне его.

В этом случае система функциональных уравнений для щели с номером m
и m' принимает вид:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N \vec{H}_\tau^{in}(\vec{e}_{s_n}) + \vec{H}_{0\tau}^{in} &= \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s_m}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s_{m'}}) \\ \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s_m}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s_{m'}}) &= \sum_{n'=1}^N \vec{H}_\tau^{ext}(\vec{e}_{s_{n'}}) + \vec{H}_{0\tau}^{ext} \end{aligned} \quad (1.18)$$

где m и n соответствуют нумерации поверхностей щелей со стороны объема “*in*”
и принимают значения от 1 до N каждая; m' , n' - соответствуют нумерации по-
верхностей этих же щелей со стороны объема “*ext*” и также принимают значения
от 1 до N .

В случае, когда электрическое поле (магнитный ток) на каждой из щелей n
и n' аппроксимируется одной базисной функцией, решение функциональных
уравнений (1.18) методом Галеркина приводит к системе линейных алгебраиче-
ских уравнений:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N V_n (Y_{mn}^{in} + Y_{mn}^v \delta_{mn}) + V_{m'} Y_{mm'}^v &= F_m^{in}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, N; \\ V_m Y_{m'm}^v + \sum_{n'=1}^N V_{n'} (Y_{m'n'}^{ext} + Y_{m'n'}^v \delta_{m'n'}) &= F_{m'}^{ext}, \quad m' = 1, 2, 3, \dots, N, \end{aligned} \quad (1.19)$$

где Y^{in} , Y^v , Y^{ext} - собственные (при одинаковых нижних индексах, соответствующи-

щих нумерации щелей) и взаимные (при различных нижних индексах) проводимости щелей в соответствующих электродинамических объемах; V - искомые напряжения на щелях; $F_m^{in}, F_{m'}^{ext}$ - магнитодвижущие силы на щелях m и m' , соответственно; $\delta_{mn}, \delta_{m'n'}$ - символы Кронекера.

В большинстве задач о щелевых излучателях аппроксимация поля в щели одной базисной функцией не совсем корректна. В этом случае электрические поля $\vec{e}_{s_n}$ и $\vec{e}_{s_{n'}}$ аппроксимируются набором базисных функций $\vec{e}_{qn}$ и $\vec{e}_{qn'}$, аналогичных (1.11). Если предположить, что поверхности щелей с номерами n и n' равны, $S_n = S_{n'}$ и электродинамические характеристики объемов “in”, “v” и “ext” таковы, что для аппроксимации поля на поверхностях этих щелей можно взять одинаковое число Q базисных функций, то есть $\vec{e}_{qn} = \vec{e}_{qn'}$, то поле на каждой из щелей n, n' записывается в виде:

$$\vec{e}_{s_{n(n')}} = \sum_{q=1}^Q V_{qn(n')} \vec{e}_{qn(n')}. \quad (1.20)$$

Очевидно, что при решении системы уравнений (1.18) методом Галеркина с учетом (1.20) порядок системы линейных алгебраических уравнений возрастет в Q раз (в соответствии с возросшим числом неизвестных амплитуд $V_{qn(n')}$ базисных функций и увеличившимся числом уравнений, связанных с использованием числа Q весовых функций $\vec{e}_p$), и система СЛАУ преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N \sum_{q=1}^Q V_{qn} (Y_{pq,mn}^{in} + Y_{pq,mn}^v \delta_{pq} \delta_{mn}) + \sum_{q=1}^Q V_{qm'} Y_{pq,m'm'}^v \delta_{pq} &= F_{pm}^{in}, \\ m = 1, 2, 3, \dots, N, \quad p = 1, 2, 3, \dots, Q; \\ \sum_{q=1}^Q V_{qm} Y_{pq,m'm}^v \delta_{pq} + \sum_{n'=1}^N \sum_{q=1}^Q V_{qn'} (Y_{pq,m'n'}^{ext} + Y_{pq,m'n'}^v \delta_{pq} \delta_{m'n'}) &= F_{pm'}^{ext}, \\ m' = 1, 2, 3, \dots, N, \end{aligned} \quad (1.21)$$

где δ_{pq} - символ Кронекера.

Проводимости $Y_{pq,m(m'),n(n')}^{in,(v),(ext)}$ определяются как:

$$Y_{pq,m(m'),n(n')}^{in,(v),(ext)} = \int_{S_{m(m')}} [\vec{e}_{pm(m')}, \vec{H}^{in,(v),(ext)}(\vec{e}_{qn(n')})] \vec{n}^{in,(v),(ext)} dS \quad (1.22)$$

и обусловлены парциальными функциями распределения поля на щели в каждой из областей “in”, “v” “ext”, а $\vec{n}^{in,(v),(ext)}$ – орты нормалей к поверхностям интегрирования, обращенные, соответственно, внутрь этих областей.

В случае узких щелей, можно предположить, что векторы $\vec{e}_q$ и $\vec{e}_p$ направлены поперек щели и в выражении для проводимостей (1.22) будет присутствовать только проекция вектора магнитного поля на ось щели $\vec{H}_u^{in,(v),(ext)}$. Это поле в каждом из объемов может быть определено с помощью магнитных тензорных функций Грина для векторного потенциала как:

$$\vec{H}_u^{in,(v),(ext)}(\vec{e}_{qn}) = \frac{\vec{u}^0}{4\pi i \omega \mu_a} \left(\frac{\partial^2}{\partial u^2} + k^2 \right) \int_S [\vec{e}_{qn}, \vec{n}^{in,(v),(ext)}] \hat{G}^{in,(v),(ext)}(r/r') dS, \quad (1.23)$$

где $\vec{u}^0$ – орт вдоль оси щели u .

Магнитодвижущие силы $F_{pm(m')}$ в (1.18) имеют вид:

$$F_{pm(m')}^{in,(ext)} = \int_{S_{m(m')}} [\vec{e}_{pm(m')}, \vec{H}_{0\tau}^{in,(ext)}] \vec{n}^{ext(in)} dS. \quad (1.24)$$

Следует отметить, что до настоящего времени в литературе внешние собственные и взаимные проводимости щелей определялись (особенно для «просто» узких щелей) весьма приближенно [29, 48-53]. В этой связи строгое решение задачи по определению собственных и взаимных внешних проводимостей щелевых излучателей в случае аппроксимации поля вдоль щели системой базисных функций (1.20) и в приближении постоянного значения поля поперек щели дает возможность получить более точные значения для внешних проводимостей широких щелей [A16].

Уравнения метода наведенных магнитодвижущих сил справедливы и в случае многомодового режима возбуждения волновода [7].

Несложно показать, что если поле на каждой из щелей решетки аппроксимируется только одной базисной функцией, то система уравнений (1.21) преобразуется к СЛАУ вида (1.19). В случае одиночной щели и одной гармоники

функции распределения поля в ней ($N=1; Q=1$) система функциональных интегральных уравнений (1.18) преобразуется ($m=1, m'=1$) к виду (1.16).

Следует отметить, что в основе решения каждой из систем функциональных уравнений (1.1), (1.16), (1.18), систем линейных алгебраических уравнений (1.17), (1.19), (1.21) и определения проводимостей (1.22) лежит решение задачи возбуждения волновода (или другого связываемого щелью электродинамического объема) щелью.

В этой связи при определении проводимостей как одиночной, так и системы близко расположенных щелей (прежде всего пересекающихся вдоль продольной оси волновода), возникает необходимость решения задачи возбуждения в области расположения источника. Это приводит к некоторым особенностям решения задачи возбуждения, связанным, прежде всего, с представлением функции Грина и с оценкой сходимости решения. Здесь мы не будем останавливаться на этих вопросах, так как они достаточно полно изложены в работе [54].

Вопросы, связанные с обоснованием выбора базисных функций, со строгостью решения задачи по определению электрического поля в щели будут изложены в работе далее при рассмотрении конкретных задач.

1.2.3. Широкополосные щелевые излучатели в монохроматическом и нестационарном режимах излучения. Для решения задачи излучения сверхширокополосных и нестационарных полей из щелевых антенн применяются как аналитические, так и численные методы, каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки.

В методе эквивалентной апертуры предполагается, что излучение происходит только из области, где возбуждается антенна, и из края излучателя, то есть из неоднородностей. Тогда плоскость антенны заменяют на бесконечную эквивалентную апертуру, в которой выделяют некий волновой канал, из которого в основном и идет излучение (это следует из того, что с расстоянием от оси поле быстро убывает). Для этой ограниченной апертуры и определяется поле излуче-

ния. Однако, для использования данного метода надо знать распределение поля на этой эквивалентной апертуре [272, 273].

В методе скалярного расчета излучения поверхность антенны, возбуждаемой бегущей волной, заменяется некоторым распределением элементарных излучателей. При интегрировании по всем элементарным источникам следует учесть набег фазы. В итоге легко получить напряженность поля в дальней зоне. Результаты верны для главного лепестка, если пренебречь поляризацией [272, 273].

Суть метода векторного потенциала состоит во введении эквивалентных токов на апертуре, в решении задачи распространения путем использования векторного и скалярного потенциалов и сведении уравнений Максвелла к векторному и скалярному волновому уравнению соответственно. Знание функции Грина свободного пространства для волнового уравнения и применение калибровки Лоренца, которая вводит дополнительную связь между потенциалами, позволяют выразить поля в свободном пространстве через электрические и магнитные токи на излучающей апертуре. Если исследуется открытый конец волновода с бесконечным экраном, то можно учитывать только эквивалентные магнитные токи на апертуре $\vec{j}_{mag}^s(\vec{r}, t) = -2[\vec{z}_0 \times \vec{E}_{aper}(\vec{r}, t)]$. При расчете дальнего поля также можно ввести некоторые упрощения: поле имеет вид распространяющейся электромагнитной волны, убывающей с расстоянием как $1/r$ [60, 272, 273].

Для расчета поля излучения щелевой антенны и волнового сопротивления щелевой линии для случая возбуждения монохроматическим сигналом с целью, например, дальнейшего пересчета результата во временную область, применяется декомпозиционный метод. Вначале определяется распределение электрического поля в раскрыве антенны. Считается, что продольные кромки металлических пластин находятся на бесконечном удалении от щели, а распределение поля определяется, в основном, распространяющимися модами ненагруженной структуры. Влияние нагрузки в сечении учитывается путем добавления обратной бегущей волны тока. В этом случае антенна разбивается на прямоугольные участ-

ки, а поле, излученное всей антенной, находится как суперпозиция полей излучения от всех участков разбиения. Для произвольной зависимости ширины щели от координаты распределение поля излучения РЦА находится также после её декомпозиции. В этой модели учитывается отражение сигнала от края антенны. В методике также заложен учет краевого эффекта и потерь в диэлектрике. Данная расчетная модель улучшается за счет учета потерь на излучение [274].

Метод модового базиса или метод эволюционных уравнений как разновидность метода неполного разделения переменных состоит в сведении нестационарной трехмерной электродинамической задачи к решению одномерных уравнений Клейна-Гордона и волновых уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями. Суть данного метода во временной области заключается в отделении зависимостей полей, токов и зарядов от поперечных координат путем построения базиса в поперечном сечении и решения задачи без применения преобразования Фурье по времени. Так, например, в случае регулярного волновода с многосвязным контуром поперечного сечения нестационарное поле представляется в виде суммы H -, E - и T -волн, даже если волновод заполнен слоисто неоднородной нелинейной нестационарной диссипативной средой. При помощи теоремы Вейля об ортогональных разбиениях гильбертова пространства доказывается полнота полученного модового базиса. В случае задачи излучения, поле представляется в виде интегральной суммы мод H - и E -волн в свободном пространстве [275, 276].

Для численного решения задач излучения во временной области в последнее время получили особенно широкое распространение такие сеточные методы как конечных разностей во временной области (FDTD). Суть данного метода состоит в замене частных производных в уравнениях их конечными разностями. В результате решение задачи сводится к решению системы алгебраических уравнений. Данный метод отличается своей простотой и отсутствием существенных ограничений на геометрию объекта. К недостаткам метода следует отнести быстрый рост требований к вычислительной мощности компьютера и оперативной памяти при увеличении размеров излучателя и уменьшении длины волны,

потерю стабильности решения при расчете поля сильно взаимодействующих излучателей, сложности с проверкой правильности решения и физической интерпретации результатов. Эффективно использование данного метода для расчета полей в ближней зоне с последующим пересчетом полученных результатов аналитическими методами для получения характеристик излучателя в дальней зоне [277, 278, 279].

1.3. Выбор направлений исследований

Как отмечалось в подразделах 1.1 и 1.2, для многих перспективных для практического применения щелевых структур вопросы по определению характеристик излучаемых ими электромагнитных полей исследованы лишь фрагментарно и базируются в основном на данных экспериментальных исследований или приближенных методов расчета, а непосредственное применение представленных в литературе аналитических, численно-аналитических или численных методов для полномасштабного исследования и оптимизации их характеристик, по сути, невозможно.

В этой связи большие перспективы и возможности по исследованию характеристик одиночных, в том числе электрически длинных щелей, комбинированных, «групповых», щелевых излучателей и, прежде всего, многоэлементных волноводно-щелевых решеток связаны с получением единого аналитического представления для магнитного тока как в «настроенных», так и в «ненастроенных» одиночных щелях и системе двух щелей, длины которых не только соизмеримы, а значительно больше λ . Такое решение может быть получено на основе метода усреднения для щелей произвольной (несколько λ) длины, положения и ориентации в стенках волноводов и резонаторов. Представление выражения для тока в щели единой функцией, адекватно описывающей истинное распределение тока, позволит не только создать эффективный алгоритм расчета и выяснить физические свойства формирования излучаемого такими щелями электромагнитного поля, но и уменьшить порядок СЛАУ в методе наведенных магнитодвижущих

сил при расчете многоэлементных щелевых систем в стандартных волноводах до N , а в волноводах с произвольной толщиной стенки – до $2N$, где N – число элементов в системе. Это даст возможность впервые применить электродинамический метод магнитодвижущих сил для исследования характеристик многоэлементных волноводно-резонанторно-щелевых фазированных решеток и антенн «вытекающей волны» (на основе, например, системы поперечных щелей с произвольной длиной и положением каждой из них в широкой стенке прямоугольного волновода или системы электрически длинных и «коротких» продольных щелей в широкой или узкой стенках волновода) и выяснить не отмечавшиеся ранее в литературе закономерности и особенности в формировании амплитудно-фазового распределения поля на апертуре решетки и излучаемого такими щелевыми структурами электромагнитного поля [А(21-23, 29-31, 33, 39, 42, 45, 106, 113, 117, 127, 131)].

Эффективная математическая модель, адекватно описывающая процессы излучения электромагнитных полей электрически длинными щелевыми излучателями с $2L \gg \lambda$, может быть построена при исследовании формирования амплитудно-фазового распределения электрического поля в ней в зависимости от геометрических и электродинамических параметров щели и связываемых ею объемов при ограниченном числе гармоник, аппроксимирующих амплитудно-фазовое распределение поля в щели (1.11), (1.12), (1.20). Это позволит существенно уменьшить (с определяемой при этом погрешностью) число Q базисных вектор-функций (1.11), (1.12) при решении интегро-дифференциальных уравнений, эквивалентных (1.16), (1.18), методом Галеркина и впервые применить электродинамический метод наведенных магнитодвижущих сил для расчета характеристик поля, излучаемого такой одиночной щелью или щелевой решеткой. При этом возможен учет всех факторов, влияющих на формирование излучаемого поля (таких как толщина стенки волновода, ширина щели, дисперсионные свойства волновода, диэлектрическое заполнение объемов щели, волновода или (и) пространства над щелью, учет которых ранее не представлялся возможным). Это позволит выяснить ряд новых свойств, во многих случаях не соответствующих

общепринятым до сих пор представлениям, полученным на основе фрагментальных данных об исследовании характеристик излучения щелей с $2L > \lambda$ [A(21, 25, 27, 36, 45, 96, 97, 104, 108, 129)].

Аналитические решения задач для тока в щелях длиной $2L \gg \lambda$, полученные на основе применения асимптотического метода усреднения в сочетании с решениями задач о щелевых излучателях, полученными в строгой самосогласованной постановке методом Галеркина, по сути, для щелей произвольной длины, являются основой для развития численно-аналитических методов расчета характеристик комбинированных («групповых») многоэлементных щелевых излучателей с произвольными геометрическими размерами и материальными параметрами каждой из щелей, а также создания математических моделей и эффективных вычислительных алгоритмов для исследования характеристик волноводно-щелевых антенных решеток различных типов с применением диэлектрических материалов и с большим числом N излучающих элементов [A(2, 7, 9, 21, 25, 27, 36, 44, 45, 70, 77, 106, 131)].

Задачи по проведению электродинамическими методами исследований характеристик волноводно-щелевых решеток с произвольным расположением щелей в узкой стенке прямоугольного волновода и созданию эффективных алгоритмов их расчета также могут быть решены с использованием метода Галеркина и метода наведенных магнитодвижущих сил. При этом для наклонных щелей, имеющих вырезы в широкой стенке волновода, должны быть определены собственные и взаимные внутренние и внешние проводимости (1.22) щелей при произвольном расположении их относительно друг друга [A(24, 34, 43, 67, 69, 102, 109, 112)].

Для создания антенных систем с новыми функциональными возможностями перспективными являются исследования характеристик излучателей криволинейной конфигурации [A(12-14, 26)], щелей с расширяющейся шириной [A(46, 128)], излучателей с импедансными поверхностями [A(93, 98, 107, 116, 118, 126)], излучателей на гибридных и полосковых волноведущих структурах [A(18, 19, 86, 87, 89, 90, 92, 103, 122, 130)].

Из обзора литературы следует, что наибольшее распространение получили и перспективны для дальнейшего развития антенные решетки, создаваемые на базе полых или нагруженных диэлектриком прямоугольных волноводов и полосковых линий передач. Поэтому, в работе проведено всесторонние исследования излучающих структур именно на базе таких канализирующих трактов.

Решения отмеченных выше краевых задач об излучении электромагнитного поля одиночными излучателями и системой излучателей позволяют создать математические модели, реализующие их алгоритмы расчета и впервые провести всесторонние исследования характеристик электромагнитных полей таких многопараметрических физических объектов, как многоэлементные излучающие системы с полыми или нагруженными диэлектриком щелевыми излучателями произвольной электрической длины и с произвольным расположением щелевых элементов в различных стенках волноведущего тракта (полого или (и) нагруженного диэлектриком прямоугольного волновода), впервые применить для анализа многочастотных волноводно-щелевых антенн с произвольным соотношением длин щелей и их ориентацией в каждом из частотных каналов (или подрешетках) электродинамический метод наведенных магнитодвижущих сил, который справедлив при возбуждении щелей как основными, так и высшими модами волновода [A(1, 36, 77, 96)].

При этом появляется также возможность проведения комплексной многопараметрической оптимизации характеристик излучающих систем и создания систем с требуемой шириной диаграммы направленности и малым уровнем боковых лепестков, необходимыми пространственно-частотными и поляризационными характеристиками [A(1, 4, 9, 14, 36, 37, 40, 56, 57, 59, 60, 62, 63, 67, 68, 71, 76, 77, 79, 81, 93, 96, 98, 107, 108, 121-124, 129, 131)], реализация которых перспективна, например, для решения задачи электромагнитной совместимости приемо-передающих устройств и для создания радиотехнических комплексов с более широкими функциональными возможностями.

Задачу излучения сверхширокополосных и нестационарных полей можно решить, взяв за основу не антенны, созданные для монохроматических сигналов,

а широкополосные линии передач, к примеру, диэлектрические, полосковые или щелевые и сверхразмерные полые волноводы, коаксиальные линии. Широкодиапазонное согласование антенны с подводящей линией и свободным пространством может осуществляться за счет плавных и ступенчатых переходов. Эффективность такого подхода подтверждается в [А(10, 15, 32, 35, 38, 41, 47, 105, 114, 119, 125)].

Выводы по разделу

Антенные системы и устройства, создаваемые на основе щелевых излучающих элементов и структур, являются одним из самых распространенных и перспективных видов современных технических средств СВЧ и КВЧ диапазонов.

Возрастающие требования практики предопределяют усложнение геометрии и конструкции как самих излучающих элементов, так и устройств в целом, обуславливают необходимость более строгого решения соответствующих задач электродинамики, а также решения задач по оптимизации характеристик действующих и созданию устройств с новыми функциональными возможностями.

Решения этих задач связаны с необходимостью создания более совершенных математических моделей, методов, и алгоритмов расчета характеристик излучающих структур, строгого определения параметров излучаемого щелевыми структурами электромагнитного поля от их геометрических и электродинамических параметров, а также от режимов возбуждения, выявления физических закономерностей и особенностей в его формировании.

Следует отметить также, что существующие эффективные вычислительные программы “CST Microwave Studio” и пакеты типа ANSYS, основанные на методе конечных элементов, малопригодны для решения поставленных в работе задач об излучении и возбуждении электрически длинных щелей, криволинейных щелей, щелей с изменяющейся шириной, в том числе и с диэлектрическими включениями, расположенных в различных волноведущих трактах и при различных режимах их возбуждения, щелей сложной конфигурации и, особенно, мно-

гоэлементных антенных решеток на их основе, поскольку даже при наличии сверхмощных ЭВМ достижение высокоточных, сравнимых с экспериментальными данными результатов, потребует значительных затрат времени расчетов и усилий персонала высокой квалификации.

Из сравнения основных методов решения задач рассеяния волноводных волн щелевыми (вибраторными) неоднородностями следует, что наиболее общими, простыми и эффективными методами решения векторных задач о щелевых излучателях являются асимптотический метод усреднения и метод Галеркина. Эти методы в совокупности с методом наведенных магнитодвижущих сил и методом декомпозиции раскрывают возможности проведения комплексных исследований характеристик многоэлементных структур с произвольной электрической длиной и изменяющейся шириной излучателей.

Расширение функциональных возможностей устройств СВЧ связано также с применением нестационарных и сверхширокополосных сигналов и созданием излучателей, позволяющих реализовать направленное излучение сверхширокополосных электромагнитных полей с малым искажением их временной формы.

Из основных методов расчета щелевых излучателей в широкополосном и нестационарном режимах для исследования пространственно-временных зависимостей излученного поля при произвольном пространственном распределении возбуждающего тока с произвольной временной зависимостью, предпочтителен метод эволюционных уравнений или метод модового базиса.

Таким образом, развитие теории, построение математических моделей, разработка строгих методов расчета характеристик щелевых излучателей и многоэлементных систем, выяснение физических закономерностей и особенностей формирования электромагнитного поля, излучаемого щелевыми структурами с произвольными геометрическими размерами и материальными параметрами при различных режимах их возбуждения, являются проблемной задачей современной радиофизики и СВЧ и КВЧ техники.

РАЗДЕЛ 2

ПРИБЛИЖЕННЫЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ МАГНИТНОГО ТОКА В ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЯХ И ОТВЕРСТИЯХ СВЯЗИ

Развитие конструктивных методов решения краевых задач электродинамики непосредственно связано с дальнейшим комплексным развитием численных, численно-аналитических и аналитических методов расчета.

Несмотря на то, что в последнее время в связи с бурным прогрессом в области компьютерных технологий особую роль приобрели методы численного моделирования, такие как метод конечных элементов (FEM) и метод конечных разностей во временной области (FDTD), позволяющие достаточно эффективно решать задачи с разнообразными начальными и граничными условиями, их применение имеет все же ограниченные возможности. Так, при решении задач о щелевых излучателях и отверстиях связи непосредственное применение численных методов затруднено в случаях электрически длинных щелей, комбинированных щелевых апертур, излучателей со сложным электродинамическим объемом щелевых элементов и практически невозможно при решении задач о многоэлементных щелевых системах и антенных решетках с ограниченным, но достаточно большим количеством излучателей.

Кроме того, в любом случае методы численного моделирования требуют больших вычислительных мощностей и объемов памяти, возникают также сложности с проверкой полученных результатов, их физической интерпретацией, обобщением и предсказанием основных закономерностей физических процессов.

Аналитические методы практически лишены перечисленных недостатков, однако с их помощью можно построить приближенные аналитические решения лишь для ограниченного числа простых задач. Как отмечалось ранее, приближенное аналитическое решение интегрального уравнения для магнитного тока в щели в настоящее время получено только для узких прямолинейных щелей, длины которых близки к $\lambda/2$. Однако, аналитические методы и найденные с их по-

мощью простые, но в то же время достаточно точные приближенные решения, представляют определенную ценность, так как служат основой для дальнейшего развития численных и численно-аналитических методов анализа разнообразных волноводно-щелевых структур.

В связи с этим возможность получения единого аналитического решения интегральных уравнений для магнитного тока в щелевых излучателях произвольной электрической длины представляет интерес, определяемый двумя положениями. Первое – как решение, позволяющее получить надежные результаты, провести комплексные аналитические исследования и дать строгое физическое обоснование характеристикам формируемых щелевыми излучателями электромагнитных полей, и второе – как аналитическое решение, являющееся основой дальнейшего развития численных и численно-аналитических методов расчета.

Эффективное решение интегрального уравнения для эквивалентного магнитного тока в щели может быть получено асимптотическим методом усреднения. В данном разделе приведены решения методом малого параметра, методом итераций и методом усреднения для полуволновых и для электрически длинных щелевых излучателей и отверстий связи, что позволяет говорить об общности подхода к решению поставленной электродинамической задачи.

Материалы данного раздела опубликованы в работах автора: [А(23, 33, 113)] (п.п. 2.1-2.3), [А(22, 29, 30)] (п. 2.4), [А(31, 106)] (п. 2.5).

2.1. Постановка задачи и исходные интегральные уравнения

Рассмотрим два объема (ограниченных идеально проводящими плоскими поверхностями), которые связаны между собой отверстием в общей бесконечно тонкой стенке, например, как показано на рис. 2.1 для структуры прямоугольный волновод–полупространство над бесконечной плоскостью (при этом для определенности будем считать, что нормаль $\vec{n}$ направлена во “внешний” объем).

Полные поля $\vec{E}^{ext}(\vec{r})$, $\vec{H}^{ext}(\vec{r})$, $\vec{E}^{in}(\vec{r})$, $\vec{H}^{in}(\vec{r})$ в каждом из объемов будут определяться как сумма поля сторонних источников $\vec{E}_0^{ext}(\vec{r})$, $\vec{H}_0^{ext}(\vec{r})$, $\vec{E}_0^{in}(\vec{r})$, $\vec{H}_0^{in}(\vec{r})$ и поля, возбуждаемого тангенци-

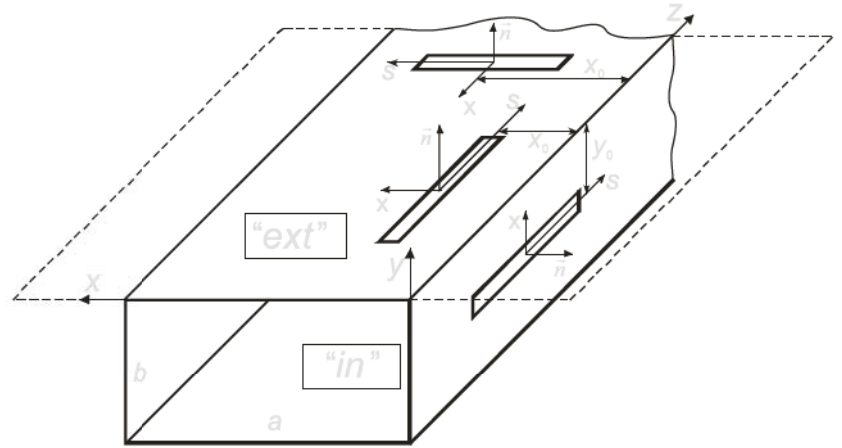


Рис. 2.1. Геометрия задачи и принятые обозначения.

альными составляющими полей на поверхности S_{uy} отверстия связи [215] (зависимость от времени выбрана в виде $e^{i\omega t}$):

$$\begin{aligned}\vec{E}^{ext}(\vec{r}) &= \vec{E}_0^{ext}(\vec{r}) + \frac{k}{\omega} \text{rot} \int_{S_{uy}} \hat{G}_m^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^m(\vec{r}') d\vec{r}', \\ \vec{H}^{ext}(\vec{r}) &= \vec{H}_0^{ext}(\vec{r}) - \frac{1}{i\omega} (\text{grad div} + k^2) \int_{S_{uy}} \hat{G}_m^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^m(\vec{r}') d\vec{r}', \\ \vec{E}^{in}(\vec{r}) &= \vec{E}_0^{in}(\vec{r}) - \frac{k}{\omega} \text{rot} \int_{S_{uy}} \hat{G}_m^{in}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^m(\vec{r}') d\vec{r}', \\ \vec{H}^{in}(\vec{r}) &= \vec{H}_0^{in}(\vec{r}) + \frac{1}{i\omega} (\text{grad div} + k^2) \int_{S_{uy}} \hat{G}_m^{in}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}^m(\vec{r}') d\vec{r}'.\end{aligned}\tag{2.1}$$

Здесь $\vec{r}$ – радиус-вектор точки наблюдения с координатами x, y, z ; $\vec{r}'$ – радиус-вектор точки источника с координатами x', y', z' ; $\vec{J}^m(\vec{r})$ – плотность поверхностного эквивалентного магнитного тока на отверстии (при его условной металлизации); $\hat{G}_m^{ext}(\vec{r}, \vec{r}')$ и $\hat{G}_m^{in}(\vec{r}, \vec{r}')$ – магнитные тензорные функции Грина для векторного потенциала, удовлетворяющие неоднородному уравнению Гельмгольца

$$\Delta \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') + k^2 \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = -4\pi \hat{I} \delta(\vec{r} - \vec{r}')\tag{2.2}$$

и соответствующим условиям для полей на границах связываемых объемов. Здесь $\hat{I} = (\vec{e}_x \otimes \vec{e}_x) + (\vec{e}_y \otimes \vec{e}_y) + (\vec{e}_z \otimes \vec{e}_z)$ – единичный тензор; $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – орты декартовой системы координат; $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$ – дельта-функция Дирака; $\otimes$ – знак тен-

зорного умножения.

Общее решение уравнения (2.2) можно представить в виде [122, 215]:

$$\hat{G}(\vec{r}, \vec{r}') = \hat{I}G(\vec{r}, \vec{r}') + \hat{G}_0(\vec{r}, \vec{r}'),$$

где $G(\vec{r}, \vec{r}')$ – функция Грина свободного пространства: $G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}$, а

$\hat{G}_0(\vec{r}, \vec{r}')$ – регулярная всюду функция, удовлетворяющая однородному уравнению

$$\Delta \hat{G}_0(\vec{r}, \vec{r}') + k^2 \hat{G}_0(\vec{r}, \vec{r}') = 0$$

и обеспечивающая выполнение граничных условий для полей на поверхности замкнутого объема для поля точечного источника, расположенного в точке $\vec{r}'$ [122, 215].

Воспользовавшись граничным условием непрерывности тангенциальных составляющих полных магнитных полей на поверхности отверстия $S_{щ}$ (1.1), получаем из (2.1) следующее интегро-дифференциальное уравнение относительно плотности магнитного тока

$$\left(\text{grad div} + k^2 \right) \int_{S_{щ}} [\hat{G}_m^{ext}(\vec{r}, \vec{r}') + \hat{G}_m^{in}(\vec{r}, \vec{r}')] \vec{J}^m(\vec{r}') d\vec{r}' = -i\omega [-\vec{H}_0^{ext}(\vec{r}) + \vec{H}_0^{in}(\vec{r})]. \quad (2.3)$$

Построение функции $\hat{G}_0(\vec{r}, \vec{r}')$ в замкнутом виде возможно лишь для некоторых простейших случаев, например, для полупространства над идеально проводящим бесконечным экраном, однако это обстоятельство не является существенным при выделении особенности ядра интегрального уравнения с учетом суммарных переотражений от более сложных границ, в частности, для бесконечного прямоугольного волновода. Магнитные функции Грина рассматриваемых в работе пространственных областей приведены в Приложении Б.1.

Уравнение (2.3) в общем случае достаточно сложно для непосредственного анализа, однако в случае узких щелей оно заметно упрощается.

Пусть отверстие связи двух объемов представляет собой узкую щель длиной $2L$ и шириной d (в общем случае криволинейную), размеры которой подчиняются следующим неравенствам:

$$d/2L \ll 1, \quad d/\lambda \ll 1. \quad (2.4)$$

Так как поперечный размер щели мал по сравнению с λ , то напряженность поля в плоскости щели можно считать не зависящей от ξ [241] (ξ – поперечная координата, связанная со щелью). Под действием этого поля в щели будет протекать только продольный магнитный ток, распределенный с некоторой плотностью, которую представим в виде (индекс 'm' опускаем) [241]

$$\vec{J}(\vec{r}) = \vec{e}_s J(s) \chi(\xi), \quad (2.5)$$

где $\chi(\xi)$ – нормированная функция поперечной координаты

$$\int_{\xi} \chi(\xi) d\xi = 1, \quad (2.6)$$

$\vec{e}_s$ – единичный орт касательной к осевой линии щели в точке s (s – продольная координата, связанная со щелью).

Таким образом, задача о нахождении $\vec{J}(\vec{r})$ по заданному полю $\{-\vec{H}_0^{ext}(\vec{r}) + \vec{H}_0^{in}(\vec{r})\}$ свелась к определению функции распределения тока $J(s)$. Подставляя (2.5) в (2.3) с учетом (2.6), после преобразований получим:

$$\int_{2L} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial s} \frac{\partial J(s')}{\partial s'} + k^2 (\vec{e}_s \vec{e}_{s'}) J(s') \right] 2G(s, s') + \right. \\ \left. + J(s') \left[\frac{\partial^2}{\partial s^2} + k^2 \right] \vec{e}_s \left[\left(\hat{G}_0^{ext}(s, s') \vec{e}_{s'} \right) + \left(\hat{G}_0^{in}(s, s') \vec{e}_{s'} \right) \right] \right\} ds' = -i\omega \left[-H_{0s}^{ext}(s) + H_{0s}^{in}(s) \right]. \quad (2.7)$$

Здесь учтено, что для источников, лежащих на поверхности [122, 226, 241]

$$\hat{G}(s, \xi; s', \xi') = 2\hat{I}G(s, \xi; s', \xi') + \hat{G}_0(s, \xi; s', \xi') \text{ и}$$

$$G(s, s') = \int_{\xi} G(s, \xi; s', \xi') \chi(\xi') d\xi', \quad \hat{G}_0(s, s') = \int_{\xi} \hat{G}_0(s, \xi; s', \xi') \chi(\xi') d\xi'. \quad (2.8)$$

Уравнение (2.7) справедливо, когда радиус кривизны средней линии щели велик по сравнению с ее поперечным размером, а при $\hat{G}_0^{ext, in} = 0$ аналогично интегральному уравнению К. Мея [248] для криволинейных проводников в свободном пространстве.

Не теряя общности подхода к решению задачи, рассмотрим случай прямолинейной щели: $(\vec{e}_s \vec{e}_{s'}) = 1$, когда стороннее поле во внешнем объеме отсутствует:

$H_{0s}^{ext}(s) = 0$, $H_{0s}^{in}(s) = H_{0s}(s)$. Тогда из (2.7) получаем:

$$\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2 \right) \int_{-L}^L J(s') [G_s^{ext}(s, s') + G_s^{in}(s, s')] ds' = -i\omega H_{0s}(s), \quad (2.9)$$

где $R(s, s') = \sqrt{(s - s')^2 + (d/4)^2}$,

$$G_s^{ext}(s, s') = 2 \frac{e^{-ikR(s, s')}}{R(s, s')} + G_{0s}^{ext}(s, s'), \quad G_s^{in}(s, s') = 2 \frac{e^{-ikR(s, s')}}{R(s, s')} + G_{0s}^{in}(s, s'). \quad (2.10)$$

Отметим, что в ядре интегрального уравнения (2.9) использовано приближенное выражение для R , т.е., исходя из решения двумерной статической задачи теории потенциала с учетом особенности на ребре [239] вместо зависимости от поперечных координат $(\xi - \xi')^2$ выбрано значение $(\xi - \xi')^2 = (d/4)^2$, как это обычно принято в теории ленточных вибраторных [234, 241] антенн, и с достаточной степенью точности справедливо для щелевых излучателей [239, 249].

Таким образом, задача об излучении (рассеянии) электромагнитных волн щелевыми излучателями и отверстиями связи, сформулированная как строгая краевая задача электродинамики, сведена к интегральным уравнениям для магнитного тока, решение которых является ее завершающим этапом, поскольку когда найден ток, рассеянное поле вычисляется с помощью (2.1), что не встречает принципиальных трудностей.

2.2. Приближенные методы решения интегральных уравнений для тока

2.2.1. Метод малого параметра. Строгое решение уравнения (2.9) в замкнутом виде получить не удастся, однако из этого не следует, что истинное распределение тока нельзя достаточно хорошо аппроксимировать приближенным решением. Для нахождения последнего воспользуемся методом малого параметра, предложенного для вибраторных антенн в свободном пространстве М.Леонтовичем и М.Левиным [243] и распространенного на щели в бесконечном экране в работах М.Леонтовича [239], М.Левина [241], а на щели в волноводах и резонаторах в работах Я.Фельда [4, 240].

Приведем здесь решение уравнения (2.9) методом малого параметра, отличающееся от приведенных в [4, 239-241, 243] заменой в (2.9) точного ядра на квазиодномерное и другим выбором произвольной постоянной интегрирования.

Перепишем уравнение (2.9) с учетом (2.10) следующим образом:

$$\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2\right) \int_{-L}^L J(s') 4 \frac{e^{-ikR(s,s')}}{R(s,s')} ds' = -i\omega H_{0s}(s) - f_0[s, J(s)], \quad (2.11)$$

где $f_0[s, J(s)] = \left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2\right) \int_{-L}^L J(s') [G_{0s}^{ext}(s, s') + G_{0s}^{in}(s, s')] ds'$ – регулярная (не имеющая особенностей) часть собственного поля щели, определяемая геометрией связываемых объемов. Отметим, что уравнение (2.11) при $f_0 = 0$ аналогично интегральному уравнению Х.Поклингтона для вибраторов в свободном пространстве [234].

Заменяя в (2.11) дифференциал ds' на dR и учитывая, что

$$\left. \begin{aligned} s' &= s - \sqrt{R^2 - (d/4)^2} & \text{при } s' \leq s \\ s' &= s + \sqrt{R^2 - (d/4)^2} & \text{при } s' \geq s \end{aligned} \right\}, \quad (2.12)$$

преобразуем уравнение (2.11) к виду

$$\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2\right) 4 \left\{ - \int_{-L}^s J(s') e^{-ikR} d \ln[C(R + \sqrt{R^2 - (d/4)^2})] + \right. \\ \left. + \int_s^L J(s') e^{-ikR} d \ln[C(R + \sqrt{R^2 - (d/4)^2})] \right\} = -i\omega H_{0s}(s) - f_0[s, J(s)], \quad (2.13)$$

где C – произвольная постоянная.

Интегрируя в (2.13) по частям с использованием краевых условий для тока

$$J(\pm L) = 0 \quad (2.14)$$

получаем

$$\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2\right) 4 \left\{ 2J(s) e^{-ikd/4} \ln C \frac{d}{4} + \int_{-L}^s \ln[C(R + \sqrt{R^2 - (d/4)^2})] d[J(s') e^{-ikR}] - \right. \\ \left. - \int_s^L \ln[C(R + \sqrt{R^2 - (d/4)^2})] d[J(s') e^{-ikR}] \right\} = i\omega H_{0s}(s) + f_0[s, J(s)].$$

Полагая с учетом (2.4) $\exp(-ikd/4) = 1$ и выбирая (в отличие от [4, 239-241, 243],

где $C = k$) $C = 1/2L$, что обеспечивает требования к безразмерному малому параметру α , когда $|\alpha| \ll 1$, приводим уравнение (2.11) к следующему интегро-дифференциальному уравнению для тока с малым параметром:

$$\frac{d^2 J(s)}{ds^2} + k^2 J(s) = \alpha \{i\omega H_{0s}(s) + f[s, J(s)] + f_0[s, J(s)]\}. \quad (2.15)$$

Здесь $\alpha = 1/8 \ln(d/(8L))$ – малый параметр,

$$f[s, J(s)] = -\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2\right) 4 \int_{-L}^L \text{sign}(s-s') \ln \frac{R+(s-s')}{2L} \frac{d}{ds'} [J(s') e^{-ikR}] ds' \quad (2.16)$$

– собственное поле щели в бесконечном экране.

Представим $J(s)$ в виде степенного ряда по малому параметру $|\alpha| \ll 1$:

$$J(s) = J_0(s) + \alpha J_1(s) + \alpha^2 J_2(s) + \dots \quad (2.17)$$

Подстановка (2.17) в (2.12) и (2.16) позволяет разложить в аналогичный ряд

$$f_\Sigma[s, J(s)] = f_\Sigma[s, J_0(s)] + \alpha f_\Sigma[s, J_1(s)] + \alpha^2 f_\Sigma[s, J_2(s)] + \dots, \quad (2.18)$$

где $f_\Sigma[s, J(s)] = f[s, J(s)] + f_0[s, J(s)]$ – суммарное собственное поле щели.

Подставив теперь (2.17) и (2.18) в (2.15) и приравняв между собой в правой и левой частях уравнения множители при одинаковых степенях α , получаем следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 J_0(s)}{ds^2} + k^2 J_0(s) &= 0, \\ \frac{d^2 J_1(s)}{ds^2} + k^2 J_1(s) &= i\omega H_{0s}(s) + f_\Sigma[s, J_0(s)], \\ \frac{d^2 J_2(s)}{ds^2} + k^2 J_2(s) &= f_\Sigma[s, J_1(s)], \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{d^2 J_n(s)}{ds^2} + k^2 J_n(s) &= f_\Sigma[s, J_{n-1}(s)], \end{aligned} \quad (2.19)$$

которую можно решать методом последовательных приближений. При этом решение каждого из уравнений ищется при краевых условиях вида (2.14), а именно: $J_0(\pm L) = 0, J_1(\pm L) = 0, J_2(\pm L) = 0, \dots, J_n(\pm L) = 0$.

Первое уравнение системы (2.19) имеет решение, не зависящее от $H_{0s}(s)$:

$$J_0(s) = C_1 \cos ks + C_2 \sin ks, \quad (2.20)$$

которое удовлетворяет краевым условиям лишь при выполнении соотношений

$$C_1 = 0, 2L = m\lambda; \quad C_2 = 0, 2L = (2n+1)\frac{\lambda}{2}, \quad (2.21)$$

где m и n - целые числа.

При длине щели $2L$, не удовлетворяющей условиям (2.21), $J_0 \equiv 0$, $f_\Sigma[s, J_0(s)] \equiv 0$ и в первом приближении ток равен:

$$J(s) = \alpha J_1(s) = -\alpha \frac{i\omega/k}{\sin 2kL} \left\{ \sin k(L-s) \int_{-L}^s H_{0s}(s') \sin k(L+s') ds' + \right. \\ \left. + \sin k(L+s) \int_s^L H_{0s}(s') \sin k(L-s') ds' \right\}. \quad (2.22)$$

Как видно, в выражение для тока не входят функции собственного поля щели $f[s, J(s)]$ и $f_0[s, J(s)]$, которые, главным образом, определяют резонансные и энергетические характеристики щелей. Очевидно, что для учета $f_\Sigma[s, J(s)]$ необходимо получать следующие приближения, что, однако, встречает существенные математические трудности и в настоящее время известно лишь $J_2(0)$ для вибратора в свободном пространстве, возбуждаемого в центре [243].

Приведем далее некоторые численные результаты. Пусть связываемые объемы представляют собой полупространство над идеально проводящим бесконечно тонким экраном (внешний объем) и прямоугольный волновод (внутренний объем), в котором может распространяться только волна основного типа ($a < \lambda < 2a$, $a > 2b$) (экран является продолжением широкой стенки волновода). Тогда для продольной щели в широкой стенке волновода стороннее поле имеет две составляющие – симметричную и антисимметричную вдоль щели относительно ее центра

$$H_{0s}(s) = H_{0s}^s(s) + H_{0s}^a(s) = H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} (\cos \gamma s - i \sin \gamma s). \quad (2.23)$$

Здесь H_0 – амплитуда падающей из области $z = -\infty$ волны типа H_{10} , x_0 – рас-

стояние от узкой стенки волновода до осевой линии щели, $\gamma = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$.

Наведенный в щели ток согласно (2.22) будет равен

$$J(s) = -\alpha \frac{i\omega H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a}}{(\pi/a)^2} \left\{ \frac{(\cos ks \cos \gamma L - \cos kL \cos \gamma s)}{\cos kL} - i \frac{(\sin ks \sin \gamma L - \sin kL \sin \gamma s)}{\sin kL} \right\}. \quad (2.24)$$

Для поперечной щели в широкой стенке волновода

$$H_{0s}(s) = H_0 \sin \frac{\pi}{a}(x_0 + s), \quad (2.25)$$

где x_0 – смещение центра щели от узкой стенки волновода, и выражение для тока в первом приближении при $x_0 = a/2$ имеет вид:

$$J(s) = -\alpha H_0 \frac{i\omega(\cos ks \cos \frac{\pi}{a}L - \cos kL \cos \frac{\pi}{a}s)}{\gamma^2 \cos kL}. \quad (2.26)$$

В заключение отметим, что условием применимости формул (2.24) и (2.26) является соотношение [243]:

$$\left| kL - n \frac{\pi}{2} \right| \gg |\alpha|, \quad (2.27)$$

которое совместно с (2.21) в значительной степени ограничивает возможности использования полученного решения на практике.

2.2.2. Метод итераций. С целью устранения указанных выше недостатков решения интегрального уравнения для тока методом малого параметра воспользуемся методом итераций, предложенного Э. Халленом [233] и развитого Р. Кингом [234] для исследования характеристик вибраторов в свободном пространстве. Обращая дифференциальный оператор в левой части (2.9), получим следующее интегральное уравнение

$$\int_{-L}^L J(s') G_s^\Sigma(s, s') ds' = C_1 \cos ks + C_2 \sin ks - \frac{i\omega}{k} \int_{-L}^s H_{0s}(s') \sin k(s - s') ds',$$

в котором учтено, что $G_s^\Sigma(s, s') = G_s^{ext}(s, s') + G_s^{in}(s, s')$.

Для нахождения одной из произвольных постоянных C_1 и C_2 необходимо воспользоваться условиями симметрии [234], которые однозначно связаны со способом возбуждения щели. Другими словами, уже на данном этапе решения методом итераций нужно конкретизировать поле сторонних источников $H_{0s}(s)$. Положим $H_{0s}(s) = H_0 \cos \frac{\pi}{a} s$, что соответствует симметричной поперечной щели в широкой стенке прямоугольного волновода. В этом случае

$$\int_{-L}^L J(s') G_s^\Sigma(s, s') ds' = C_1 \cos ks + \frac{i\omega}{\gamma^2} H_0 [\cos ks f(kL) - \cos \frac{\pi}{a} s], \quad (2.28)$$

$$f(kL) = \cos kL \cos \frac{\pi}{a} L + \frac{\pi}{ka} \sin kL \sin \frac{\pi}{a} L.$$

Отметим, что при $G_s^\Sigma(s, s') = e^{-ikR} / R$ уравнение (2.28) аналогично линейаризованному интегральному уравнению Э. Халлена [233, 234], которое является основой многих работ в теории тонких вибраторных антенн.

На поверхности щели ядро интегрального уравнения (2.28) имеет особенность квазистатического типа. Выделим ее, используя малость поперечного размера щели по сравнению с ее длиной и длиной волны, для чего перепишем левую часть (2.28) с учетом (2.10) следующим образом:

$$\int_{-L}^L J(s') G_s^\Sigma(s, s') ds' = \int_{-L}^L J(s') 4 \frac{e^{-ikR(s, s')}}{R(s, s')} ds' + \int_{-L}^L J(s') G_{0s}^\Sigma(s, s') ds'.$$

Тогда

$$4 \int_{-L}^L J(s') \frac{e^{-ikR}}{R} ds' = 4\Omega(s)J(s) + 4 \int_{-L}^L \frac{J(s')e^{-ikR} - J(s)}{R} ds', \quad (2.29)$$

где

$$\Omega(s) = \int_{-L}^L \frac{ds'}{\sqrt{(s-s')^2 + (d/4)^2}}. \quad (2.30)$$

Первое слагаемое в правой части (2.29) логарифмически велико по сравнению со вторым регулярным членом, а функция $\Omega(s)$ мало отличается от своего среднего значения $\bar{\Omega}(s) = 2 \ln(8L/d) - 0,614$ лишь на краях щели, где ток исчезает: $J(\pm L) = 0$. С учетом этого уравнение (2.28) преобразуется к виду:

$$J(s) = -\alpha \left\{ C_1 \cos ks + \frac{i\omega}{\gamma^2} H_0 [\cos ks f(kL) - \cos \frac{\pi}{a} s] \right\} + \alpha \int_{-L}^L \left[J(s') G_s^\Sigma(s, s') - \frac{4J(s)}{R(s, s')} \right] ds', \quad (2.31)$$

где $\alpha = 1/8 \ln(d/(8L))$ – малый параметр, совпадающий с полученным выше в п.2.2.1 при выборе постоянной интегрирования $C = 1/2L$.

Далее, следуя методике, изложенной в [233, 234], положим в (2.31) $s = L$ и вычтем полученное выражение из (2.31) (фактически мы вычитаем 0, так как $J(L) \equiv 0$). При этом уравнение (2.31) переходит в следующее выражение:

$$J(s) = -\alpha \left\{ C_1 (\cos ks - \cos kL) + \frac{i\omega}{\gamma^2} H_0 \left[(\cos ks - \cos kL) f(kL) - \left(\cos \frac{\pi}{a} s - \cos \frac{\pi}{a} L \right) \right] \right\} + \alpha \left\{ \int_{-L}^L \left[J(s') G_s^\Sigma(s, s') - \frac{J(s)}{R(s, s')} \right] ds' - \int_{-L}^L J(s') G_s^\Sigma(L, s') ds' \right\}. \quad (2.32)$$

Выбирая в качестве нулевого приближения для тока $J_0(s)$ внеинтегральные слагаемые в (2.32) и используя условие (2.14) для определения C_1 , получаем:

$$J_0(s) = -\alpha H_0 \frac{i\omega (\cos ks \cos \frac{\pi}{a} L - \cos kL \cos \frac{\pi}{a} s)}{\gamma^2 \cos kL}, \quad (2.33)$$

что тождественно совпадает с выражением (2.26), полученном методом малого параметра в первом приближении.

Подставляя теперь (2.33) в (2.32), с точностью до членов порядка α^2 находим первое приближение для тока:

$$J_1(s) = -\alpha H_0 \frac{i\omega (\cos ks \cos \frac{\pi}{a} L - \cos kL \cos \frac{\pi}{a} s)}{\gamma^2 [\cos kL + \alpha F(kd, kL)]}, \quad (2.34)$$

$$\text{где} \quad F(kd, kL) = \int_{-L}^L \left\{ (\cos ks' - \cos kL) \left[2 \frac{e^{-ikR(L, s')}}{R(L, s')} + G_s^{\text{in}}(L, s') \right] \right\} ds' \quad (2.35)$$

– функция собственного поля щели, дающая возможность уже в первом приближении по α (в отличие от метода малого параметра) с помощью одной формулы анализировать как настроенные ($\cos kL = 0$), так и ненастроенные ($\cos kL \neq 0$) щели, причем интеграл в (2.35) берется аналитически с помощью ин-

тегральных функций [234].

Отметим, что А. Стивенсон в работе [3] методом итераций получил распределение тока в произвольно ориентированной щели в широкой стенке прямоугольного волновода в первом приближении, однако в [3] как в функции распределения тока, так и в функции собственного поля щели сделано допущение: $kL = \pi/2$.

Таким образом, решение квазиодномерного интегрального уравнения для магнитного тока в щелевых излучателях и отверстиях связи методом малого параметра приводит к разным выражениям для тока в случае настроенной (частота стороннего поля мало отличается от собственной частоты щели) и ненастроенной (когда это условие не выполняется) щелей. Решение интегрального уравнения для тока методом итераций дается в виде одной формулы, пригодной как для настроенной, так и ненастроенной щелей, однако, применение данного метода возможно лишь при конкретизации поля сторонних источников. Далее асимптотическим методом усреднения будет получено общее аналитическое выражение для тока в виде одной формулы, пригодной как для резонансных, так и для нерезонансных щелей без конкретизации поля сторонних источников и связываемых объемов.

2.3. Асимптотическое решение интегрального уравнения для тока

2.3.1. М е т о д у с р е д н е н и я. Выделяя в уравнении (2.11) главную часть интеграла согласно (2.29), (2.30), сведем уравнение для тока в узкой щели, связывающей два объема, к следующему интегро-дифференциальному уравнению с малым параметром:

$$\frac{d^2 J(s)}{ds^2} + k^2 J(s) = \alpha \{ i \omega H_{0s}(s) + F[s, J(s)] + F_0[s, J(s)] \}. \quad (2.36)$$

Здесь $\alpha = 1/8 \ln(d/(8L))$ – логарифмический параметр малости ($|\alpha| \ll 1$), $H_{0s}(s)$ – продольная составляющая поля сторонних источников на оси щели,

$$F[s, J(s)] = 4 \left[J(s) \frac{d}{ds} \left(\frac{1}{R(s, s')} \right) + 2 \frac{dJ(s)}{ds} \frac{1}{R(s, s')} - \frac{dJ(s')}{ds'} \frac{e^{-ikR(s, s')}}{R(s, s')} \right] \Big|_{-L}^L +$$

$$+ 4 \int_{-L}^L \left\{ \left[\frac{d^2 J(s')}{ds'^2} + k^2 J(s') \right] \frac{e^{-ikR(s, s')}}{R(s, s')} - \left[\frac{d^2 J(s)}{ds^2} + k^2 J(s) \right] \frac{1}{R(s, s')} \right\} ds'$$

– часть собственного поля щели со стороны бесконечного экрана,

$$F_0[s, J(s)] = - \frac{dJ(s')}{ds'} \left[G_{0s}^{ext}(s, s') + G_{0s}^{in}(s, s') \right] \Big|_{-L}^L + \int_{-L}^L \left[\frac{d^2 J(s')}{ds'^2} + k^2 J(s') \right] \left[G_{0s}^{ext}(s, s') + G_{0s}^{in}(s, s') \right] ds'$$

– часть собственного поля щели, многократно отраженного от стенок связываемых объемов (поле со стороны волновода).

Далее, следуя методу вариации произвольных постоянных, выполним замену переменных:

$$J(s) = A(s) \cos ks + B(s) \sin ks,$$

$$\frac{dJ(s)}{ds} = -A(s)k \sin ks + B(s)k \cos ks, \quad \left(\frac{dA(s)}{ds} \cos ks + \frac{dB(s)}{ds} \sin ks = 0 \right), \quad (2.37)$$

$$\frac{d^2 J(s)}{ds^2} + k^2 J(s) = -\frac{dA(s)}{ds} \sin ks + \frac{dB(s)}{ds} \cos ks.$$

При этом (2.36) переходит в следующую эквивалентную систему уравнений относительно неизвестных функций $A(s)$ и $B(s)$

$$\frac{dA(s)}{ds} = -\frac{\alpha}{k} \left\{ i\omega H_{0s}(s) + F_N \left[s, A(s), \frac{dA(s)}{ds}, B(s), \frac{dB(s)}{ds} \right] \right\} \sin ks;$$

$$\frac{dB(s)}{ds} = +\frac{\alpha}{k} \left\{ i\omega H_{0s}(s) + F_N \left[s, A(s), \frac{dA(s)}{ds}, B(s), \frac{dB(s)}{ds} \right] \right\} \cos ks, \quad (2.38)$$

где $F_N = F + F_0$ – суммарное собственное поле щели.

Полученные уравнения полностью эквивалентны уравнению (2.36) и являются системой интегро-дифференциальных уравнений стандартного вида, не разрешенных относительно производной. Правые части этих уравнений пропорциональны малому параметру α , поэтому функции $A(s)$ и $B(s)$ можно считать медленно меняющимися функциями, а к решению системы уравнений (2.38) можно применить асимптотический метод частичного усреднения [208, 209],

эффективность которого применительно к краевым задачам электродинамики показана в работах [125, 138]. Тогда, ставя системе уравнений (2.38) в соответствие упрощенную систему [208], у которой в правых частях уравнений $\frac{dA(s)}{ds} = 0$ и $\frac{dB(s)}{ds} = 0$, и производя в ней частичное усреднение [209] по явно входящей переменной s , получим усредненные уравнения первого приближения (термин “частичное” в данном случае обозначает воздействие оператором усреднения только на квазистатические слагаемые в собственном поле щели (пропорциональные функции $\frac{1}{R(s, s')}$), что возможно [208, 209] для систем вида (2.38))

$$\begin{aligned}\frac{d\bar{A}(s)}{ds} &= -\alpha \left\{ \frac{i\omega}{k} H_{0s}(s) + \bar{F}_N[s, \bar{A}, \bar{B}] \right\} \sin ks; \\ \frac{d\bar{B}(s)}{ds} &= +\alpha \left\{ \frac{i\omega}{k} H_{0s}(s) + \bar{F}_N[s, \bar{A}, \bar{B}] \right\} \cos ks,\end{aligned}\quad (2.39)$$

в которых усредненное собственное поле щели имеет вид:

$$\begin{aligned}\bar{F}_N[s, \bar{A}, \bar{B}] &= [\bar{A}(+L) \sin kL - \bar{B}(+L) \cos kL] G_s^\Sigma(s, L) + \\ &+ [\bar{A}(-L) \sin kL + \bar{B}(-L) \cos kL] G_s^\Sigma(s, -L), \\ G_s^\Sigma(s, s') &= G_s^{ext}(s, s') + G_s^{in}(s, s').\end{aligned}\quad (2.40)$$

Решая систему (2.39) и подставляя найденные значения $\bar{A}(s)$ и $\bar{B}(s)$ в качестве аппроксимирующих функций для $A(s)$ и $B(s)$ в (2.37), получим общее асимптотическое выражение для тока в узкой щели при произвольном ее возбуждении

$$J(s) = \bar{A}(-L) \cos ks + \bar{B}(-L) \sin ks + \alpha \int_{-L}^s \left\{ \frac{i\omega}{k} H_{0s}(s') + \bar{F}_N[s', \bar{A}, \bar{B}] \right\} \sin k(s-s') ds'. \quad (2.41)$$

Для определения постоянных $\bar{A}(\pm L)$ и $\bar{B}(\pm L)$ необходимо использовать краевые условия (2.14) и условия симметрии [234], которые однозначно связаны как со способом возбуждения щели, так и с ее положением относительно стенок связываемых объемов.

1. *Симметричные условия:* $J(s) = J(-s) = J^s(s)$.

В этом случае $H_{0s}(s) = H_{0s}^s(s)$ и между постоянными интегрирования выполняются следующие соотношения:

$$\bar{A}(-L) = \bar{A}(+L) = C_1, \quad \bar{B}(-L) = -\bar{B}(+L) = C_2. \quad (2.42)$$

Подставляя (2.42) в (2.41), с точностью до членов порядка α^2 получаем

$$J^s(s) = -\alpha \left(\frac{i\omega}{k} \right) \times \left\{ \frac{\sin k(L-s) \int_{-L}^s H_{0s}^s(s') \sin k(L+s') ds' + \sin k(L+s) \int_s^L H_{0s}^s(s') \sin k(L-s') ds'}{\sin 2kL + \alpha N_s(kd, 2kL)} \right\}, \quad (2.43)$$

где

$$N_s(kd, 2kL) = \int_{-L}^L \left[G_s^\Sigma(s, -L) + G_s^\Sigma(s, L) \right] \sin k(L-s) ds \quad (2.44)$$

– функция собственного поля щели, определяемая суммой симметричных составляющих (2.10) (с учетом (2.40)), взятых на концах интервала $[-L, L]$.

2. *Антисимметричные условия:* $J(s) = -J(-s) = J^a(s)$.

В этом случае $H_{0s}(s) = H_{0s}^a(s)$ и между постоянными интегрирования выполняются следующие соотношения:

$$\bar{A}(-L) = -\bar{A}(+L) = C_1, \quad \bar{B}(-L) = \bar{B}(+L) = C_2. \quad (2.45)$$

Подставляя (2.45) в (2.41), с точностью до членов порядка α^2 получаем

$$J^a(s) = -\alpha \left(\frac{i\omega}{k} \right) \times \left\{ \frac{\sin k(L-s) \int_{-L}^s H_{0s}^a(s') \sin k(L+s') ds' + \sin k(L+s) \int_s^L H_{0s}^a(s') \sin k(L-s') ds'}{\sin 2kL + \alpha N_a(kd, 2kL)} \right\}, \quad (2.46)$$

где

$$N_a(kd, 2kL) = \int_{-L}^L \left[G_s^\Sigma(s, -L) - G_s^\Sigma(s, L) \right] \sin k(L-s) ds \quad (2.47)$$

– функция собственного поля щели, определяемая разностью антисимметричных составляющих (2.10) (с учетом (2.40)), взятых на концах интервала $[-L, L]$.

Следует подчеркнуть, что полученные (в отличие от метода итераций) без конкретизации стороннего поля асимптотические выражения для тока (2.43) и (2.46) справедливы как для настроенной ($\sin 2kL = 0$), так и для ненастроенной ($\sin 2kL \neq 0$) щелей. Это обусловлено наличием в (2.43) и (2.46) функций собственного поля $N_s(kd, 2kL)$ и $N_a(kd, 2kL)$, которые (в отличие от метода малого параметра, где в выражение для тока не входят функции собственного поля щели (2.22)) методом усреднения удалось получить уже в первом приближении.

Отметим также, что выделение главной части ядра интегрального уравнения для тока при решении тем или иным методом производится по-разному, однако приводит к одному и тому же естественному малому параметру $\alpha = 1/8 \ln(d/(8L))$.

2.3.2. Щели в стенках прямоугольного волновода.

Для продольной щели в широкой стенке волновода в соответствии с (2.23) наведенный в щели ток будет равен сумме симметричной и антисимметричной составляющих $J(s) = J^s(s) + J^a(s)$, которые согласно (2.43) и (2.46) имеют вид:

$$J^s(s) = -\alpha H_0 \frac{i\omega \cos \frac{\pi x_0}{a} (\cos ks \cos \gamma L - \cos kL \cos \gamma s)}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 [\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)]}; \quad (2.48)$$

$$J^a(s) = -\alpha H_0 \frac{\omega \cos \frac{\pi x_0}{a} (\sin ks \sin \gamma L - \sin kL \sin \gamma s)}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 [\sin kL + \alpha N_a(kd, kL)]}. \quad (2.49)$$

В выражениях (2.48), (2.49) принято во внимание, что $N_s(kd, 2kL) = 2 \sin kL N_s(kd, kL)$, $N_a(kd, 2kL) = 2 \cos kL N_a(kd, kL)$, а функции разложения собственного поля щели, равные $N_s(kd, kL) = 2P_s(kd, kL) + W_s(kd, kL)$ и $N_a(kd, kL) = 2P_a(kd, kL) + W_a(kd, kL)$, получены согласно (2.44), (2.47) для полупространства и прямоугольного волновода и приведены в Приложении Б.2.

Тогда выражения для коэффициентов отражения S_{11} , прохождения S_{12} и излучения $|S_\Sigma|^2$ по основной волне находятся согласно (2.1) и соответственно

равны:

$$S_{11} = -e^{2i\gamma L} \alpha \frac{4\pi \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)} + \frac{f_a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N_a(kd, kL)} \right\}; \quad (2.50)$$

$$S_{12} = 1 - \alpha \frac{4\pi \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)} - \frac{f_a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N_a(kd, kL)} \right\}; \quad (2.51)$$

$$|S_\Sigma|^2 = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{12}|^2, \quad (2.52)$$

где

$$f_s(kL, \gamma L) = 2 \cos \gamma L \frac{\sin kL \cos \gamma L - (\gamma/k) \cos kL \sin \gamma L}{1 - (\gamma/k)^2} - \frac{\cos kL}{2(\gamma/k)} (\sin 2\gamma L + 2\gamma L); \quad (2.53)$$

$$f_a(kL, \gamma L) = 2 \sin \gamma L \frac{\cos kL \sin \gamma L - (\gamma/k) \sin kL \cos \gamma L}{1 - (\gamma/k)^2} - \frac{\sin kL}{2(\gamma/k)} (\sin 2\gamma L - 2\gamma L). \quad (2.54)$$

Отметим, что если внешний объем представляет собой также прямоугольный волновод (или резонатор), то в выражениях (2.48), (2.49) следует произвести замены $2P_s \rightarrow W_s$, $2P_a \rightarrow W_a$, где W_s, W_a – функции разложения собственного поля щели во внешнем волноводе, который в общем случае может иметь другие поперечные размеры или соединяться с внутренним волноводом по узкой стенке.

Для поперечной щели в широкой стенке прямоугольного волновода проекция стороннего поля на ось щели дается выражением (2.25) и выражение для тока с учетом как симметричной, так и антисимметричной составляющих приобретает вид:

$$J(s) = -\alpha H_0 \frac{2i\omega/\gamma^2}{\sin 2kL + \alpha [2P_0(kd, 2kL) + W_0(kd, 2kL)]} \times \\ \times \left[\sin \frac{\pi}{a} x_0 \sin kL \left(\cos ks \cos \frac{\pi}{a} L - \cos kL \cos \frac{\pi}{a} s \right) + \right. \\ \left. + \cos \frac{\pi}{a} x_0 \cos kL \left(\sin ks \sin \frac{\pi}{a} L - \sin kL \sin \frac{\pi}{a} s \right) \right]. \quad (2.55)$$

При $x_0 = a/2$ антисимметричная составляющая тока исчезает и формула (2.55) заметно упрощается:

$$J(s) = -\alpha H_0 \frac{i\omega \left(\cos ks \cos \frac{\pi}{a} L - \cos kL \cos \frac{\pi}{a} s \right)}{\gamma^2 [\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)]}; \quad (2.56)$$

$$N_s(kd, kL) = 2P_s(kd, kL) + W_s(kd, kL);$$

В выражениях (2.55), (2.56) $P_0(kd, 2kL)$, $W_0(kd, 2kL)$, $P_s(kd, kL)$, $W_s(kd, kL)$ – функции разложения собственного поля для поперечной щели в широкой стенке прямоугольного волновода (Приложение Б.2).

Как видно, выражение (2.56) аналогично формуле (2.34), полученной методом итераций, однако функции разложения собственного поля щели несколько отличаются, что естественно, так как они найдены с использованием различных методов.

Для коэффициентов отражения и прохождения в данном случае получают следующие выражения:

$$S_{11} = -e^{2i\gamma z} \alpha \frac{4\pi f_s \left(kL, \frac{\pi}{a} L \right)}{iabk\gamma [\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)]}; S_{12} = 1 - \alpha \frac{4\pi f_s \left(kL, \frac{\pi}{a} L \right)}{iabk\gamma [\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)]}; \quad (2.57)$$

$$f_s \left(kL, \frac{\pi}{a} L \right) = 2 \cos \frac{\pi}{a} L \frac{\sin kL \cos \frac{\pi}{a} L - \frac{\pi}{ka} \cos kL \sin \frac{\pi}{a} L}{1 - (\pi/ka)^2} - \frac{\cos kL}{(2\pi/ka)} \left(\sin \frac{2\pi L}{a} + \frac{2\pi L}{a} \right)$$

и $|S_\Sigma|^2$ определяется согласно (2.52).

Для продольной щели в узкой стенке прямоугольного волновода проекция стороннего поля на ось щели равна $H_{0s}(s) = H_0 e^{-i\gamma s}$ и наведенный полный ток в щели в случае излучения в полупространство будет определяться выражением:

$$J(s) = -\alpha H_0 \frac{i\omega}{(\pi/a)^2} \left\{ \frac{(\cos ks \cos \gamma L - \cos kL \cos \gamma s)}{[\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)]} - i \frac{(\sin ks \sin \gamma L - \sin kL \sin \gamma s)}{[\sin kL + \alpha N_a(kd, kL)]} \right\}. \quad (2.58)$$

Здесь функции разложения собственного поля щели равны

$$N_s(kd, kL) = 2P_s(kd, kL) + W_s(kd, kL), \quad N_a(kd, kL) = 2P_a(kd, kL) + W_a(kd, kL)$$

и приведены в Приложении Б.2.

С учетом этого выражения для коэффициентов отражения S_{11} и прохожде-

ния S_{12} согласно (2.1) имеют вид:

$$S_{11} = -e^{2i\gamma z} \alpha \frac{4\pi}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)} + \frac{f_a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N_a(kd, kL)} \right\}, \quad (2.59)$$

$$S_{12} = 1 - \alpha \frac{4\pi}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)} - \frac{f_a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N_a(kd, kL)} \right\}, \quad (2.60)$$

где $|S_\Sigma|^2$, $f_s(kL, \gamma L)$ и $f_a(kL, \gamma L)$ даются формулами (2.52) – (2.54).

2.3.3. Ч и с л е н н ы е р е з у л ь т а т ы. Сравнение результатов расчета характеристик щелей, полученных широко апробированным на практике при расчете относительно электрически коротких щелей ($2L \leq \lambda$) методом моментов и методом усреднения, позволяет отметить эффективность предложенного асимптотического решения. Так, распределения тока в продольной щели (рис. 2.2, $2L/\lambda = 0.775$), найденные методом моментов в [124] (с использованием кусочно-постоянных базисных функций и весовых δ -функций) и методом усреднения (2.48), (2.49) существенно асимметричны, в то время как данные метода малого параметра (2.24) дают в первом приближении симметричное распределение, хотя необходимое условие (2.27) применимости данного метода выполняется.

Следует отметить также достаточно удовлетворительное совпадение кривых зависимостей коэффициента излучения $|S_\Sigma|^2$ от длины поперечной щели в широкой стенке волновода (рис. 2.3), рассчитанные методом усреднения и методом моментов [123] (тригонометрический базис), особенно вблизи резонанса ($kL \cong \pi/2$). Метод итераций (распределение тока соответствует формулам (2.34), (2.35)) дает удовлетворительное совпадение с методом моментов для коротких щелей, однако в окрестности резонанса ($2L \cong 15\text{мм}$) значения коэффициента излучения щели для данного метода отличаются от величин, полученных методом усреднения. Эти отличия, очевидно, связаны с различным подходом при нахождении функций разложения собственного поля щели $F(kd, kL)$ и $N_s(kd, kL)$, которые вблизи резонанса ($\cos kL \cong 0$) вносят основной вклад в амплитуду тока.

Расчеты методом моментов [124] амплитудного и фазового распределений магнитного тока для продольной щели в широкой стенке волновода в случае, когда длина щели близка к резонансной (рис. 2.4, $2L/\lambda = 0.475$; рис. 2.5, $2L/\lambda = 1.055$) также достаточно удовлетворительно совпадают с результатами, полученными методом усреднения (на рисунках также приведены распределения амплитуд и фаз токов для щелей в узкой стенке волновода, рассчитанные методом усреднения). Отметим, что метод малого параметра в данных случаях вообще неприменим, так как не выполняются условия (2.21) и (2.27).

Учет конечной толщины стенки между связываемыми объемами можно произвести согласно [35], вводя понятие эффективной ширины щели $d_{эфф}$, которая находится из решения электростатической задачи о поле между двумя разделенными зазором d бесконечными полуплоскостями толщины t . Тогда при $(t/\lambda) \ll 1$ имеем:

$$\frac{t}{d} \ll 1: \quad d_{эфф} = d \left(1 - \frac{1}{\pi} \frac{t}{d} \ln \frac{d}{t} \right); \quad \frac{t}{d} \gtrsim 1: \quad d_{эфф} = d \left(\frac{8}{\pi e} e^{-\frac{\pi t}{2d}} \right), \quad (2.61)$$

где t – толщина стенки.

На рис. 2.6 приведены расчетные графики зависимости коэффициента излучения от длины волны для продольных щелей разной ширины в широкой стенке прямоугольного волновода в сравнении с экспериментальными данными, причем расчеты проводились с учетом (2.61). Малый параметр в этих случаях равен: а) $|\alpha| = 0.033$; б) $|\alpha| = 0.056$, т.е. условие $|\alpha| \ll 1$ выполняется.

Сравнение теоретических и экспериментальных кривых позволяет сделать вывод о том, что на ширину щели можно накладывать менее жесткие ограничения, чем определяемые соотношением (2.4). Это, на наш взгляд, объясняется более корректным (в отличие от работ [3, 4, 239-241, 243]) выделением особенности ядра интегрального уравнения (2.9) для тока в щели, связывающей два электродинамических объема.

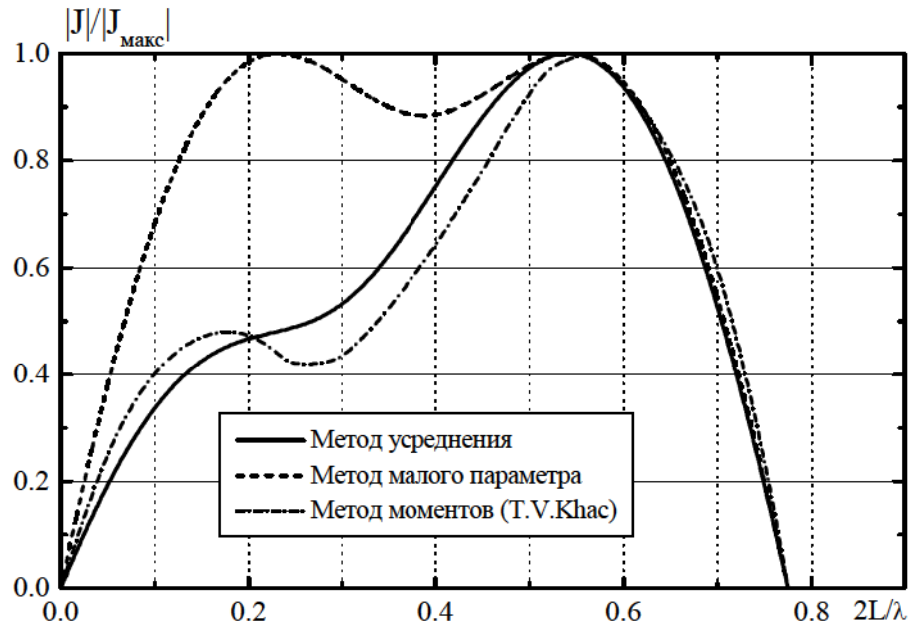


Рис. 2.2. Распределение амплитуды магнитного тока вдоль продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при: $a=22.86\text{мм}$, $b=10.16\text{мм}$, $d=1.5875\text{мм}$, $\lambda=32.4\text{мм}$, $x_0=1.43\text{мм}$, $t=0$.

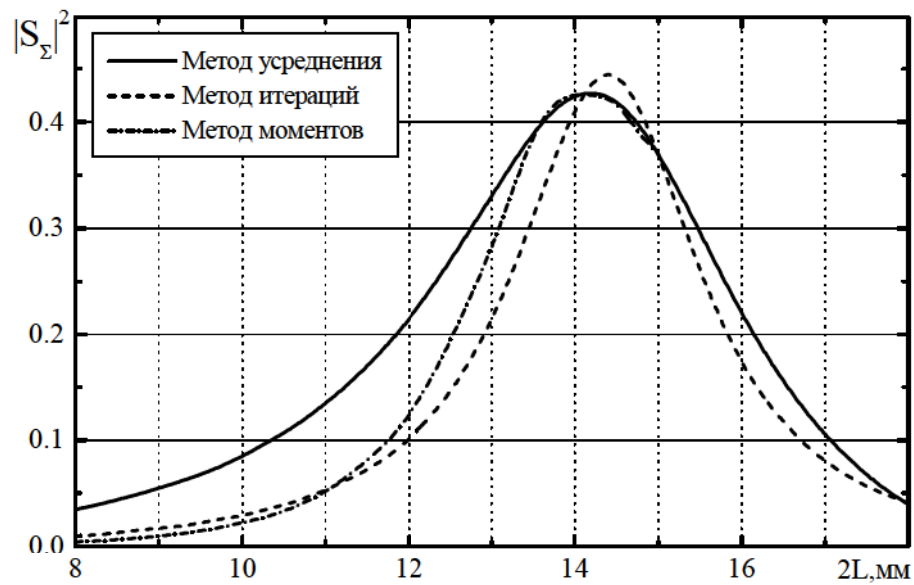
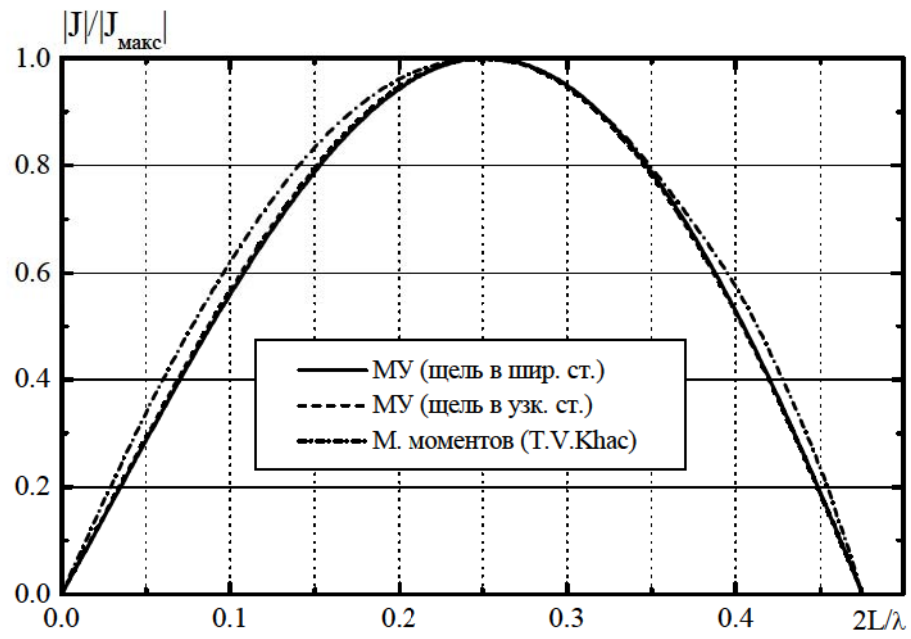
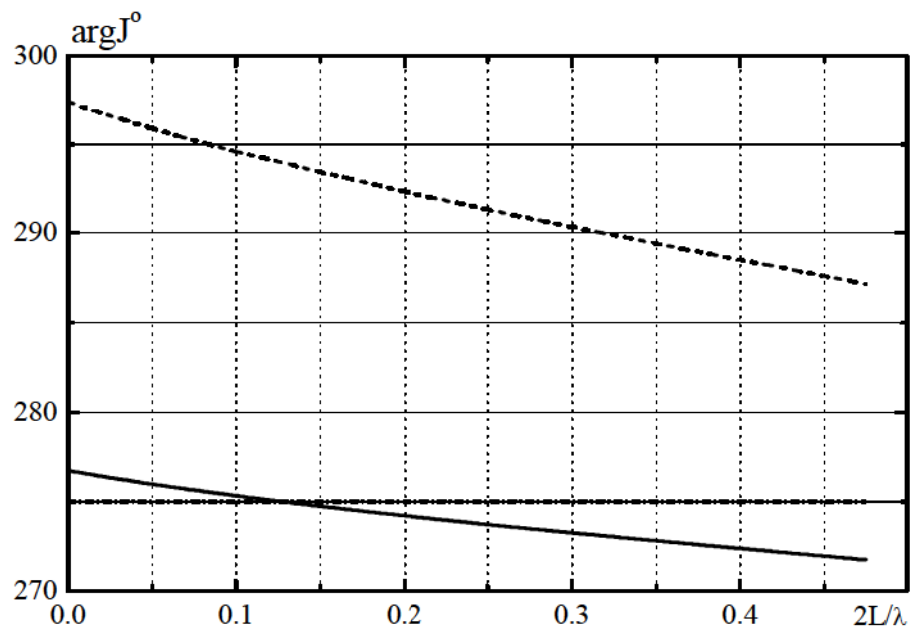


Рис. 2.3. Коэффициент излучения поперечной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при: $a=22.86\text{мм}$, $b=10.16\text{мм}$, $d=1.5\text{мм}$, $\lambda=30\text{мм}$, $x_0=a/2$, $t=0$.

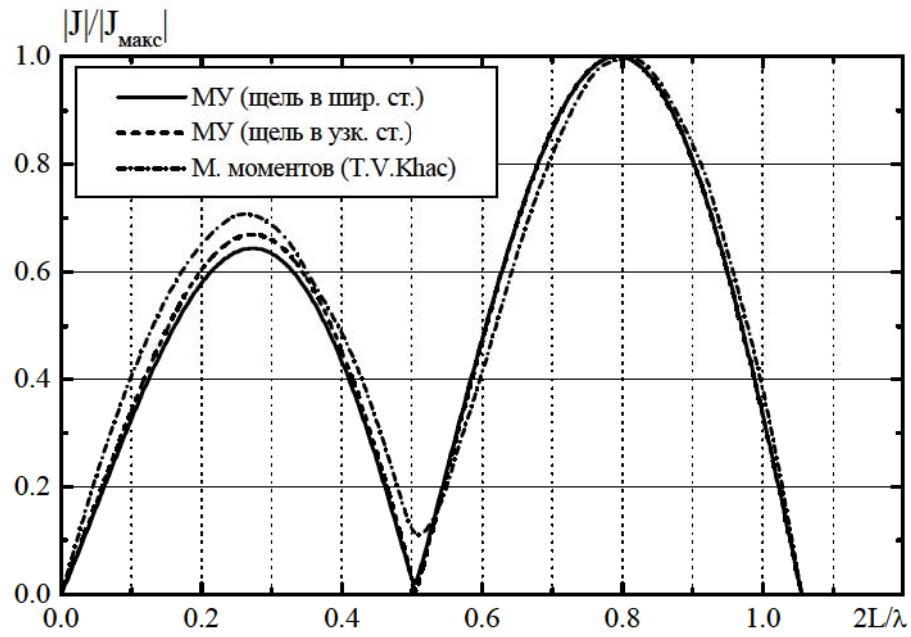


а)

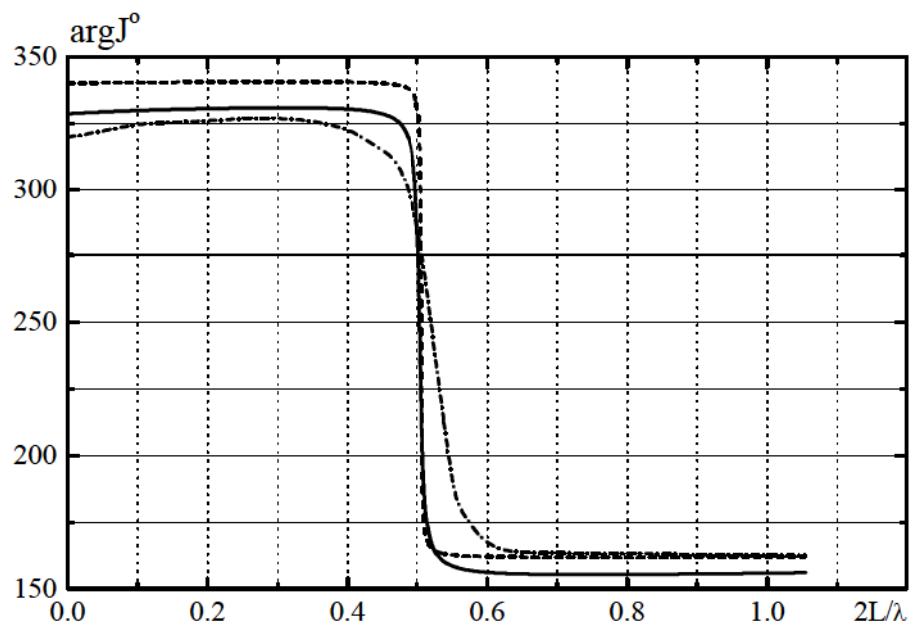


б)

Рис. 2.4. Распределение амплитуды (а) и фазы (б) магнитного тока вдоль продольных щелей длиной $2L/\lambda=0.475$ при $a=22.86\text{мм}$, $b=10.16\text{мм}$, $d=1.5875\text{мм}$, $\lambda=32.4\text{мм}$, $x_0=1.43\text{мм}$, $y_0=b/2$, $t=0$.



а)



б)

Рис. 2.5. Распределение амплитуды (а) и фазы (б) магнитного тока вдоль продольных щелей длиной $2L/\lambda=1.055$ при $a=22.86\text{мм}$, $b=10.16\text{мм}$, $d=1.5875\text{мм}$, $\lambda=32.4\text{мм}$, $x_0=1.43\text{мм}$, $y_0=b/2$, $t=0$.

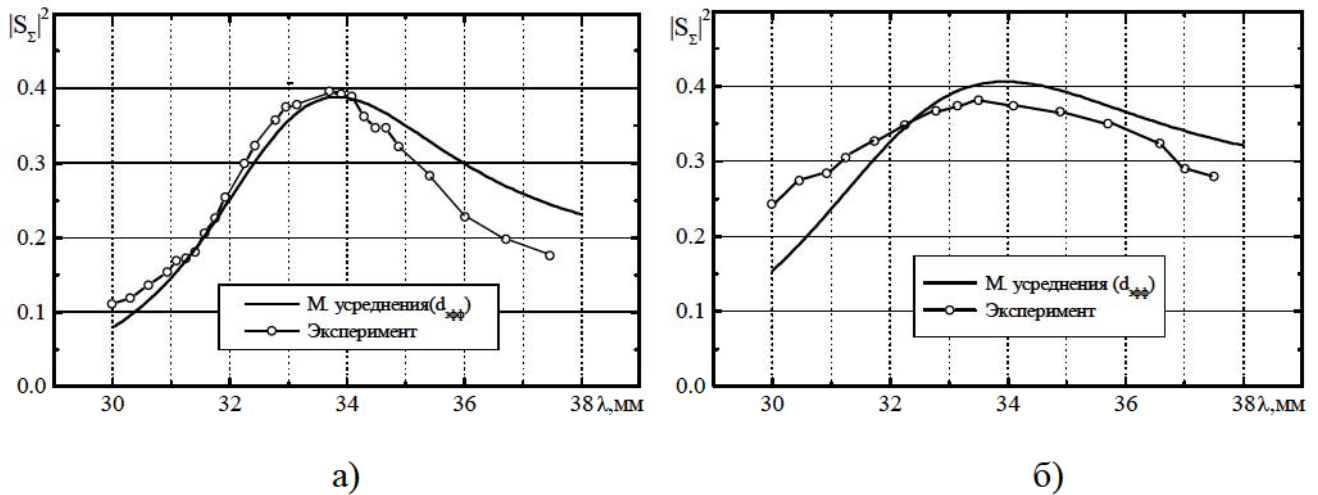


Рис. 2.6. Коэффициент излучения продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при $a=23\text{ мм}$, $b=10\text{ мм}$, $x_0=a/4$, $2L=16.3\text{ мм}$, $t=1\text{ мм}$;
а) $d=1.5\text{ мм}$; б) $d=7.0\text{ мм}$.

2.4. Метод усреднения для электрически длинных продольных щелей в прямоугольном волноводе

2.4.1. Решение интегрального уравнения для тока во втором приближении. Для решения ряда электродинамических задач антенно-волноводной техники СВЧ, прежде всего таких, как создание антенн со специальной формой диаграммы направленности, антенн с узким главным лепестком и низким уровнем боковых лепестков ДН, многочастотных многоканальных антенн и антенн с комплексированной апертурой, перспективно использование щелевых излучателей, для которых $2L > \lambda$.

Как показывает сравнение зависимостей $|S_\Sigma|^2$ от электрической длины щели, полученных методом усреднения в первом приближении, с данными численного метода моментов [56] (рис. 2.7а) расчеты по формулам (2.43) и (2.46) дают удовлетворительные результаты для продольных щелей, длины которых меньше или сравнимы с рабочей длиной волны. С целью расширения области применения полученного асимптотического решения на более электрически длинные щелевые излучатели воспользуемся методикой, предложенной в [234]

для электрически длинных вибраторов в свободном пространстве. Тогда, объединяя выражения (2.43) и (2.46) и учитывая в числителе члены порядка α^2 согласно вышеуказанной методике, получаем наиболее общее асимптотическое выражение для магнитного тока в щели (обозначим его приближение "2") с учетом как симметричной, так и антисимметричной составляющих:

$$J(s) = J^s(s) + J^a(s) = \alpha \frac{i\omega}{k} \left\{ \int_{-L}^s H_{0s}(s') \sin k(s-s') ds' - \frac{\sin k(L+s) \int_{-L}^L H_{0s}^s(s') \sin k(L-s') ds'}{\sin 2kL + \alpha N_s(kd, 2kL)} - \frac{\sin k(L+s) \int_{-L}^L H_{0s}^a(s') \sin k(L-s') ds'}{\sin 2kL + \alpha N_a(kd, 2kL)} \right\}, \quad (2.62)$$

где $N_s(kd, 2kL)$ и $N_a(kd, 2kL)$ определяются формулами (2.44) и (2.47).

Для продольной щели в широкой стенке волновода $H_{0s}(s) = H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} e^{-i\gamma s}$

и искомое выражение для магнитного тока во "2"-ом приближении приобретает

$$\text{вид: } J(s) = \alpha H_0 \frac{i\omega \cos \frac{\pi x_0}{a}}{(\pi/a)^2} \left\{ e^{-i\gamma s} - \frac{\cos ks \cos \gamma L}{\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)} + i \frac{\sin ks \sin \gamma L}{\sin kL + \alpha N_a(kd, kL)} \right\}.$$

В этом случае

$$S_{11} = -e^{2i\gamma z} \alpha \frac{4\pi \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)} + \frac{f_a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N_a(kd, kL)} - 2kL \frac{\sin 2\gamma L}{2\gamma L} \right\};$$

$$S_{12} = 1 - \alpha \frac{4\pi \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{iabk\gamma} \left\{ \frac{f_s(kL, \gamma L)}{\cos kL + \alpha N_s(kd, kL)} - \frac{f_a(kL, \gamma L)}{\sin kL + \alpha N_a(kd, kL)} - 2kL \right\}, \quad (2.63)$$

$$f_s(kL, \gamma L) = 2 \cos \gamma L \frac{\sin kL \cos \gamma L - (\gamma/k) \cos kL \sin \gamma L}{1 - (\gamma/k)^2};$$

где

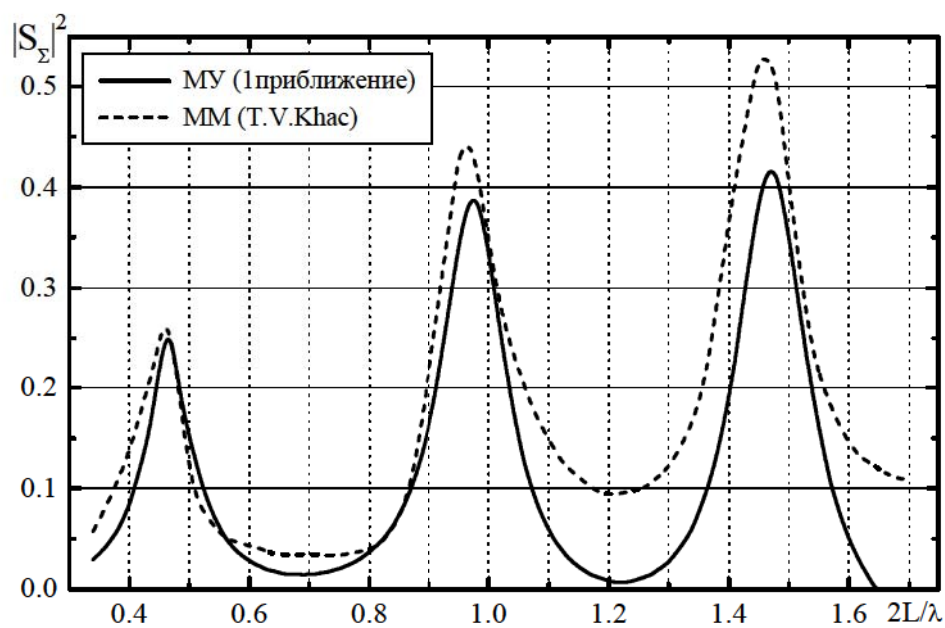
$$f_a(kL, \gamma L) = 2 \sin \gamma L \frac{\cos kL \sin \gamma L - (\gamma/k) \sin kL \cos \gamma L}{1 - (\gamma/k)^2}.$$

2.4.2. Численные результаты. Полученные методом усреднения во 2-ом приближении и методом моментов [56] зависимости $|S_{\Sigma}|^2$ ($2L/\lambda$)

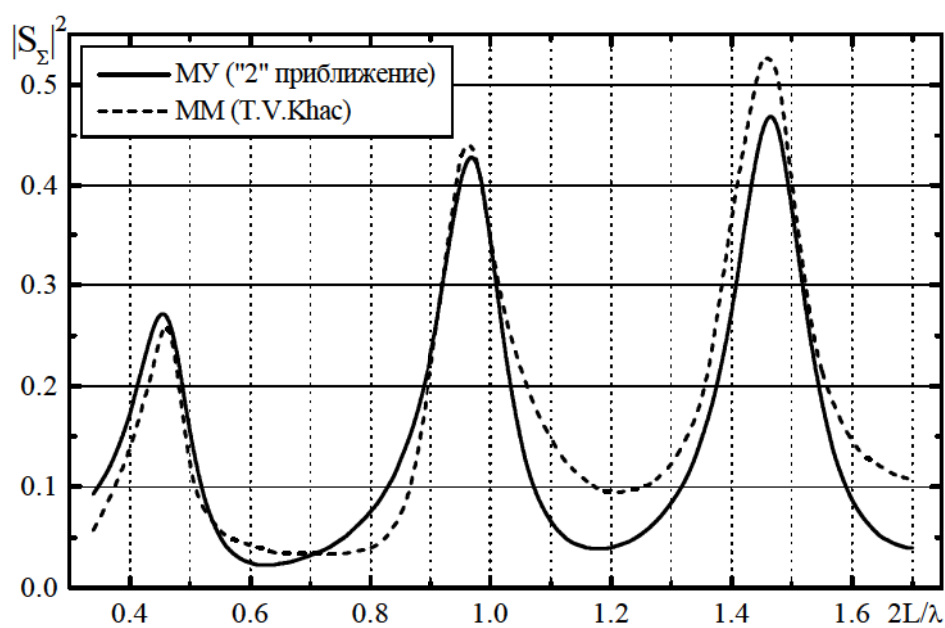
(рис. 2.7б) достаточно удовлетворительно совпадают вплоть до третьего резонанса ($2L/\lambda \cong 1.5$), что говорит об эффективности предложенного решения (2.62). Этот факт подтверждается также сравнением теоретических результатов с экспериментальными (рис. 2.8), полученными нами для случая излучения продольной щели в полупространство (с учетом толщины стенки волновода согласно (2.61)).

Впервые проведенные аналитическим методом расчеты показали, что помимо отличий характеристик щелей различной длины, резонирующих при неодинаковых $2L/\lambda$, существенные изменения значений $|S_\Sigma|^2$ могут наблюдаться и при одной длине щели (рис. 2.8, $2L=48\text{мм}$) на разных резонансах ($2L/\lambda \cong 1.5, 2.0$), что позволяет значительно расширить диапазон применения длинных продольных щелей, например, при формировании требуемых диаграмм направленности щелевых антенн. Если второй объем представляет собой такой же прямоугольный волновод, то электродинамические характеристики (величина коэффициента излучения и положение его максимумов при резонансах) продольных щелей существенно отличаются от случая излучения в полупространство (рис. 2.9, рис. 2.10; обозначения “волновод1” соответствуют волноводу со щелью в его широкой стенке, $x_0=a/6$, а “волновод2” – со щелью в узкой стенке, $y_0=b/2$). При связи двух волноводов через продольную щель в разных стенках (рис. 2.10в) кривые зависимостей $|S_\Sigma|^2(L/\lambda)$ практически не зависят от того, какой из двух волноводов является основным (т.е. где распространяется возбуждающая щель волна H_{10}), что позволяет говорить о взаимности таких устройств.

В заключение отметим, что предложенное асимптотическое решение интегрального уравнения для магнитного тока в узкой щели не только дает возможность получить аналитические выражения для расчета характеристик относительно длинных щелей ($0.3 \leq 2L/\lambda \leq 2.0$), но может быть также распространено на щели, расположенные под углом к продольной оси волновода, систему щелей, щели в стенках резонаторов и т.п.



а)



б)

Рис. 2.7. Коэффициент излучения продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при: $a=22.86\text{мм}$, $b=10.16\text{мм}$, $d=1.5875\text{мм}$, $\lambda=32\text{мм}$, $x_0=7.43\text{мм}$, $t=0\text{мм}$.

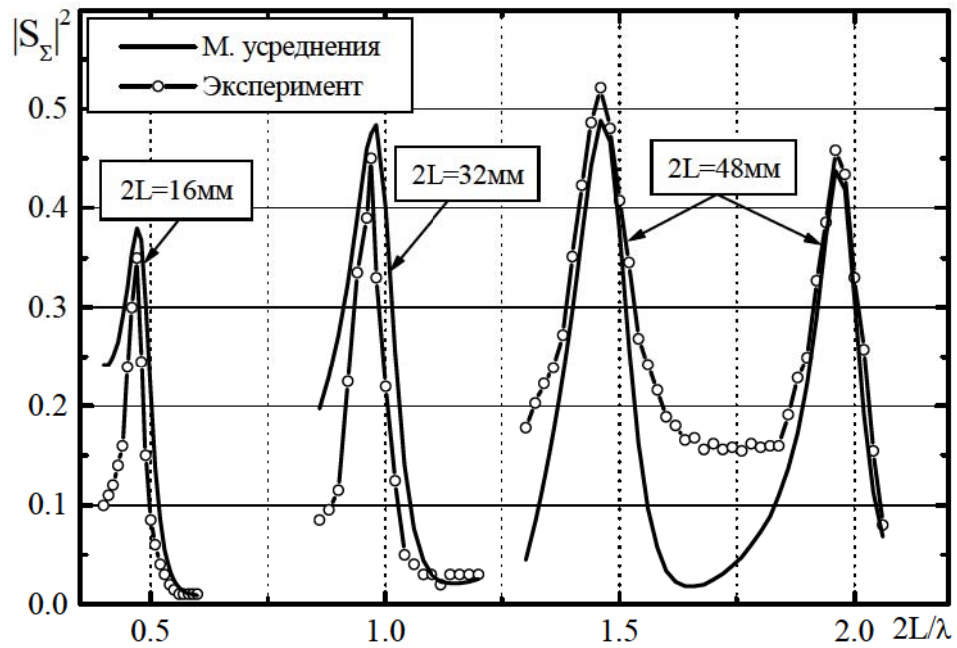


Рис. 2.8. Коэффициент излучения продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при: $a=23\text{мм}$, $b=10\text{мм}$, $d=1\text{мм}$, $x_0=6.5\text{мм}$, $t=1\text{мм}$.

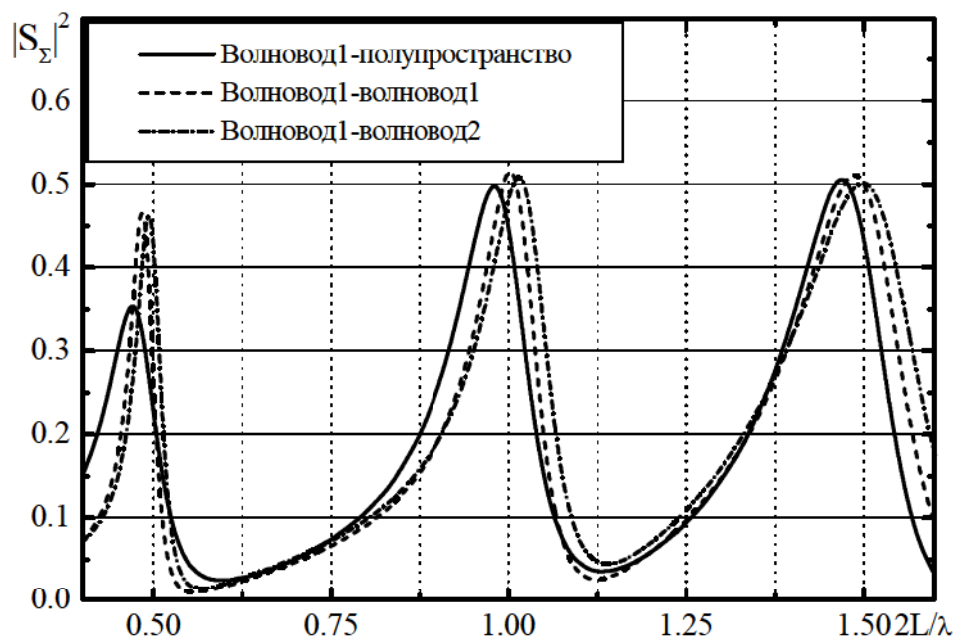
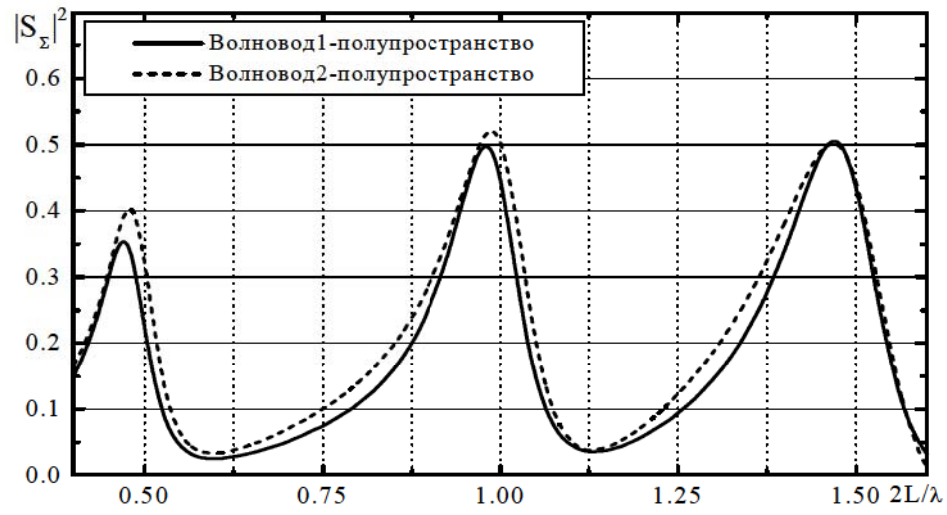
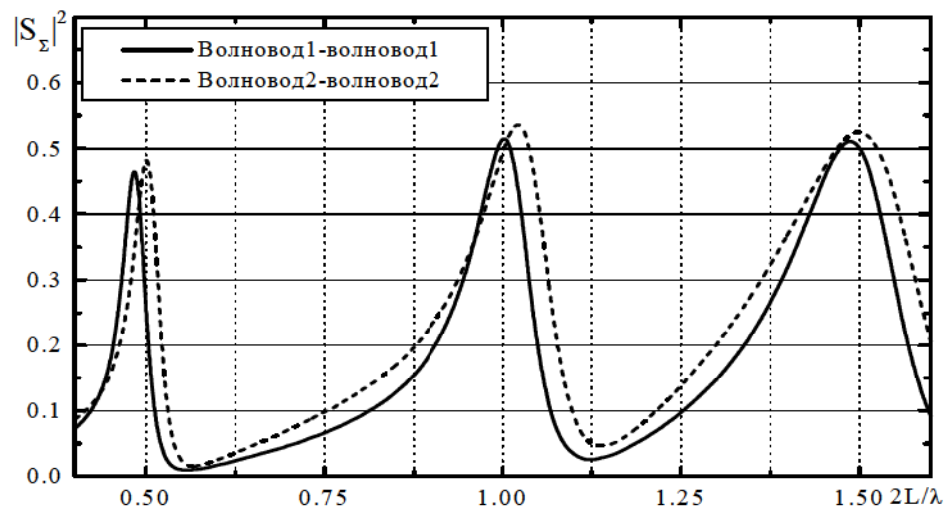


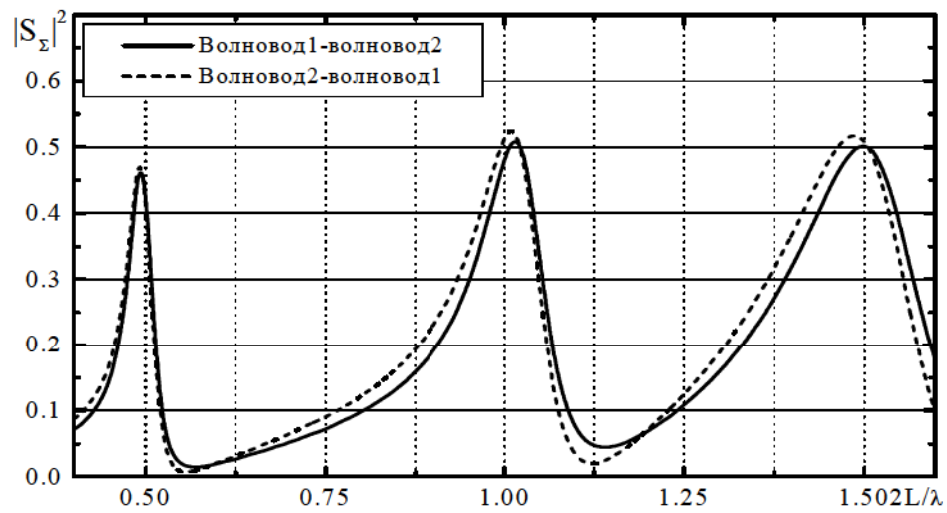
Рис. 2.9. Коэффициент излучения продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при: $a=23\text{мм}$, $b=10\text{мм}$, $d=a/15$, $x_0=a/6$, $\lambda=28.75\text{мм}$, $t=2\text{мм}$.



а)



б)



в)

Рис. 2.10. Коэффициент излучения продольных щелей в широкой и узкой стенках прямоугольного волновода при: $a=23\text{мм}$, $b=10\text{мм}$, $d=a/15$, $y_0=b/2$, $x_0=a/6$, $\lambda=28.75\text{мм}$, $t=2\text{мм}$.

2.4.3. Ближнее поле и резонансные частоты для продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода. Знание распределения тока позволяет найти полные электромагнитные поля щелевых излучателей как во внутреннем, так и во внешнем связываемых объемах. Энергия, запасенная в ближних электрическом и магнитном полях, определяет, в свою очередь, резонансные свойства таких излучателей, которые до настоящего времени исследованы недостаточно полно (например, [48, 56, 61, 62, 95, 100, A(3, 8)]), особенно для электрически длинных щелей.

Полученные аналитические выражения для тока в щели позволяют впервые получить выражения для ближнего поля электрически длинных щелей (Приложение Б.3). Вблизи щели электромагнитное поле представляет собой совокупность полей всех типов волн волновода и ближних полей в полупространстве, но уже на расстояниях порядка λ не затухнут лишь колебания, для которых $k_x^2 + k_y^2 < k^2$. Если частота падающей волны такова, что в волноводе может распространяться только основная волна H_{10} , рассеянное поле приобретает вид:

$$H_{z10}^{in}(x, z) = -\frac{4\pi(\pi/a)^2 \cos \frac{\pi x_0}{a}}{ab\omega\gamma} \cos \frac{\pi x}{a} e^{\pm i\gamma z} \int_{-L}^L J(s) e^{\mp i\gamma s} ds,$$

Коэффициент отражения S_{11} от щели в этом случае равен $S_{11} = \frac{H_{z10}^{in}(x, z = -\infty)}{H_{z10}^{nad}(x, z = -\infty)}$.

Резонанс узких щелей в прямоугольном волноводе связан с двумя причинами – соотношением длины щели и длины волны λ и с изменением местоположения щели относительно стенок волновода. На резонансных частотах имеет место равенство средних за период значений энергий магнитного и электрического полей в окрестности щели [164]. Анализ показывает, что для этого необходимо выполнение условия равенства нулю мнимой части коэффициента отражения $\text{Im} S_{11}[J] = 0$, при этом ток в щели (и соответственно рассеянное поле) имеет максимальную амплитуду.

Анализ расчетных зависимостей резонансных частот $f_{рез}/f_{кр}$ ($f_{кр}$ – кри-

тическая частота H_{10} волны) и длин $2L_{рез}$ продольных щелей от их положения x_0 (рис. 2.11, рис. 2.12), длины $2L$ (рис. 2.14, рис. 2.15) и размеров поперечного сечения волновода $a \times b$ (рис. 2.16) позволяет сделать следующие выводы:

- при смещении щели относительно узкой стенки волновода наблюдается как их эффективное “укорочение”, так и “удлинение” (что согласуется с известными из литературы результатами, полученными другими методами), причем в коротковолновой части диапазона “укорочение” достигает 15% (рис. 2.11, рис. 2.12) (на всех рисунках пунктирные кривые соответствуют “настроенным” щелям: $(kL) = \pi/2 (n=1)$, $\pi (n=2)$, $3\pi/2 (n=3)$ и соответственно расположение резонансной кривой ниже пунктирной означает “укорочение” щели, выше – “удлинение” по сравнению с “настроенной”);

- для полутораволновой щели ($kL \cong 3\pi/2$, $2L = 45$ мм) в диапазоне частот H_{10} волны имеют место два резонанса (рис. 2.11);

- при изменении x_0 резонансная частота щели изменяется, причем для некоторых длин щелей немонотонно. Это приводит к существованию двух резонансов на одной и той же частоте при различных положениях щели (рис. 2.11 – рис. 2.13);

- с увеличением длины щели “укорочение” переходит в “удлинение” и возрастает количество резонансов при одной и той же длине щели (рис. 2.14). При связи двух равноразмерных волноводов резонансные частоты отличаются от случая излучения в полупространство, причем “укорочение” переходит в “удлинение” для значительно более коротких щелей (рис. 2.15);

- уменьшение высоты волновода ведет к увеличению резонансной частоты, как для полуволновой ($2L=15$ мм), так и для волновой ($2L=30$ мм) щелей (рис. 2.16);

- сравнение с результатами, полученными численным методом моментов [56] (рис. 2.12, $\lambda=32$ мм, штрих-пунктирная кривая), подтверждает достоверность предложенного асимптотического решения интегрального уравнения относительно магнитного тока в электрически длинной щели.

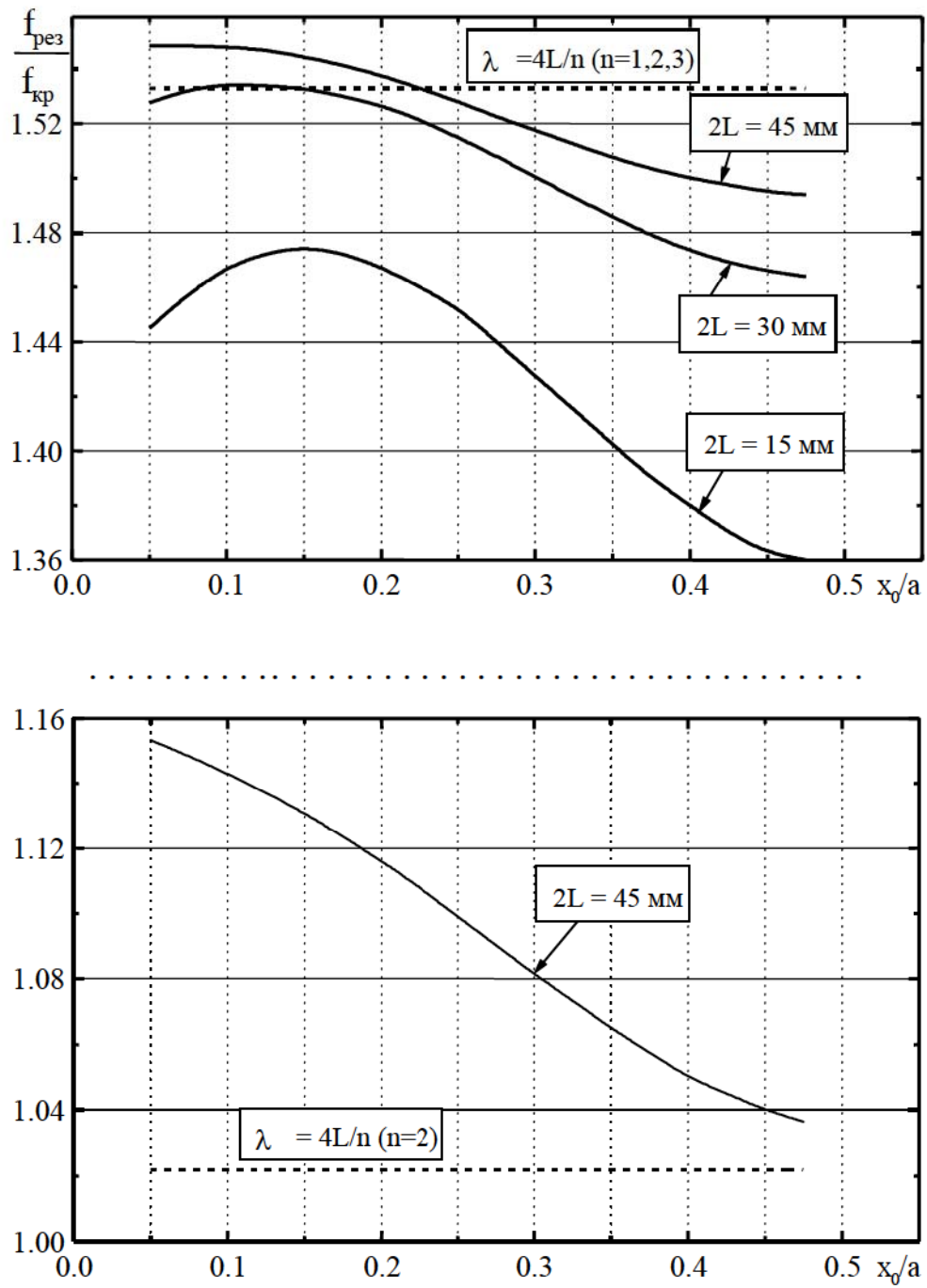


Рис. 2.11. Резонансные частоты щелей ($d=1\text{ мм}$) в зависимости от их положения в волноводе сечением $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$.

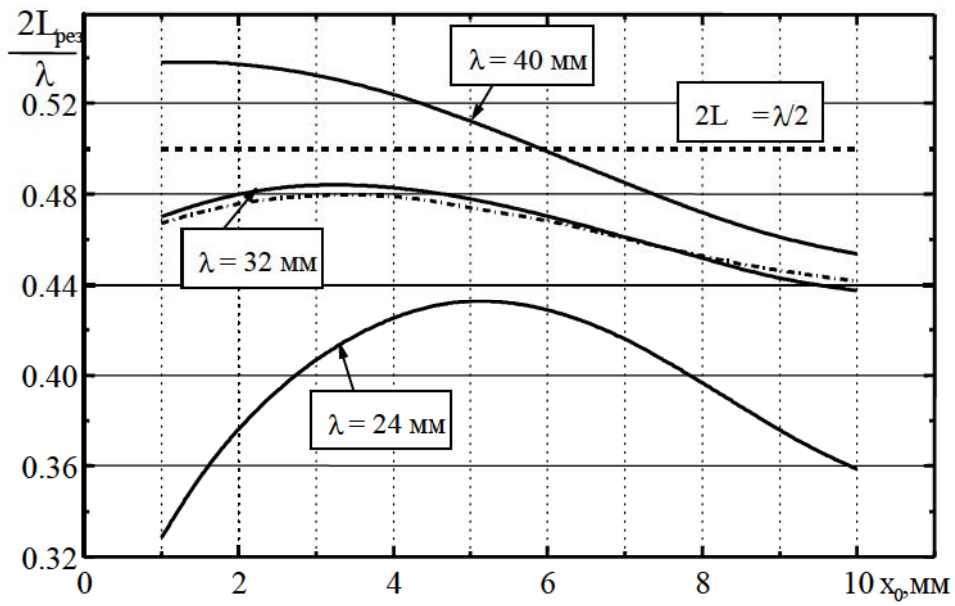


Рис. 2.12. Резонансная длина щели ($d=1.5875$ мм) в зависимости от ее положения в волноводе $a \times b = 22.86 \times 10.16$ мм² (“- · - ·” – метод моментов [56]).

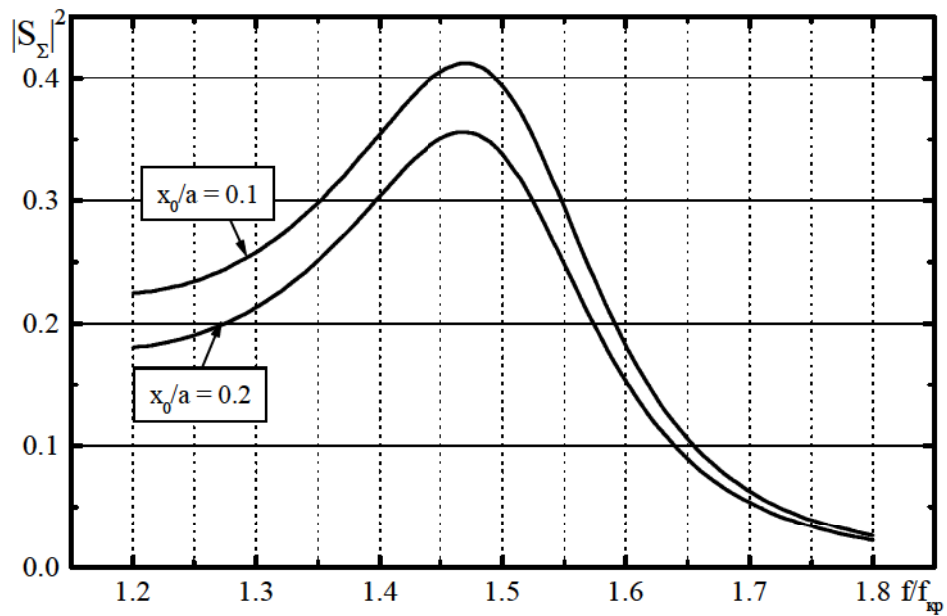


Рис. 2.13. Коэффициент излучения щели ($2L = 15$ мм, $d = 1$ мм, $a \times b = 23 \times 10$ мм²) в зависимости от частоты.

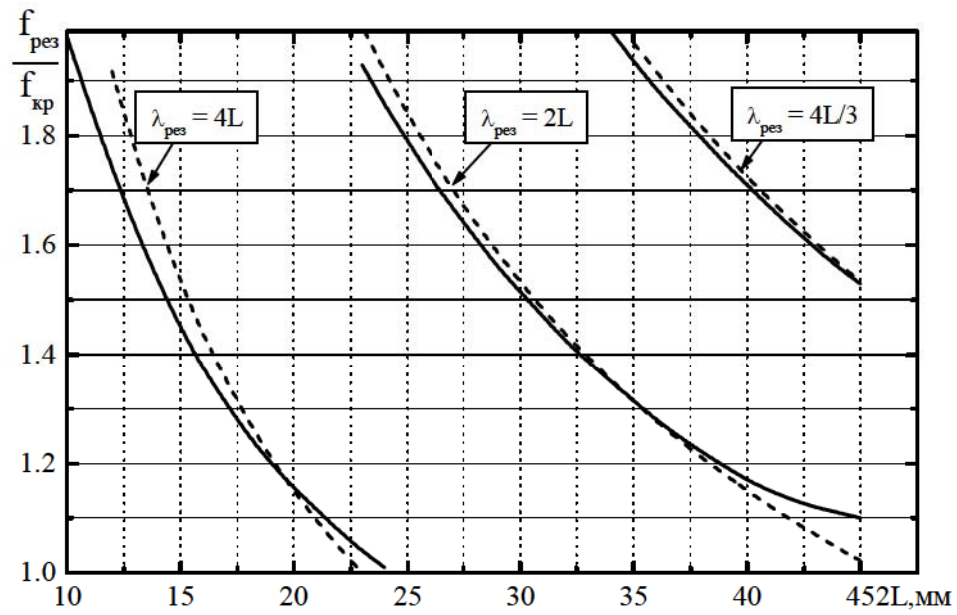


Рис. 2.14. Резонансные частоты щелей ($d = 1 \text{ мм}$, $x_0 = a/4$) в зависимости от их длины (волновод $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$).

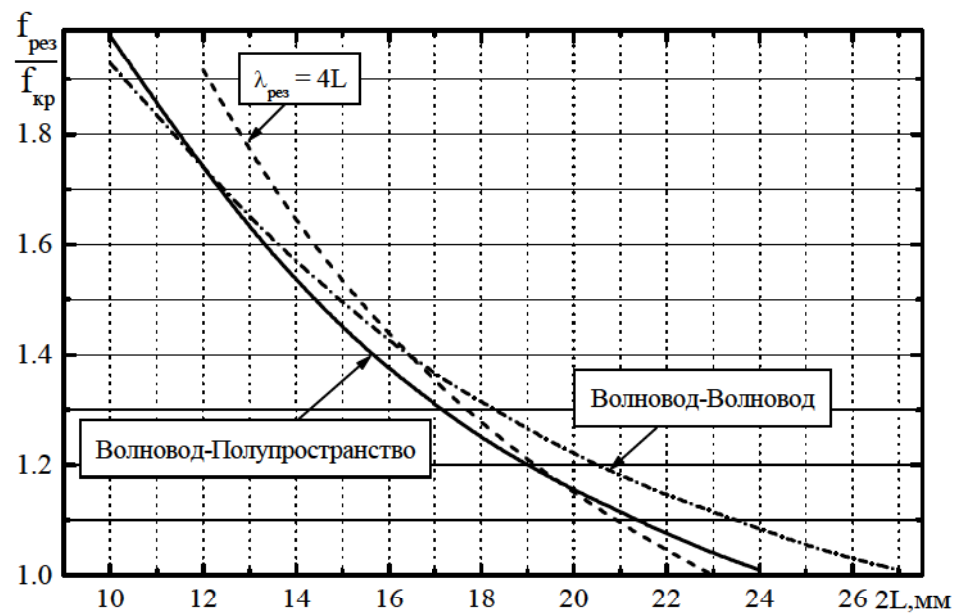


Рис. 2.15. Резонансные частоты щелей ($d = 1 \text{ мм}$, $x_0 = a/4$) в зависимости от их длины для различных связываемых объемов (волновод $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$).

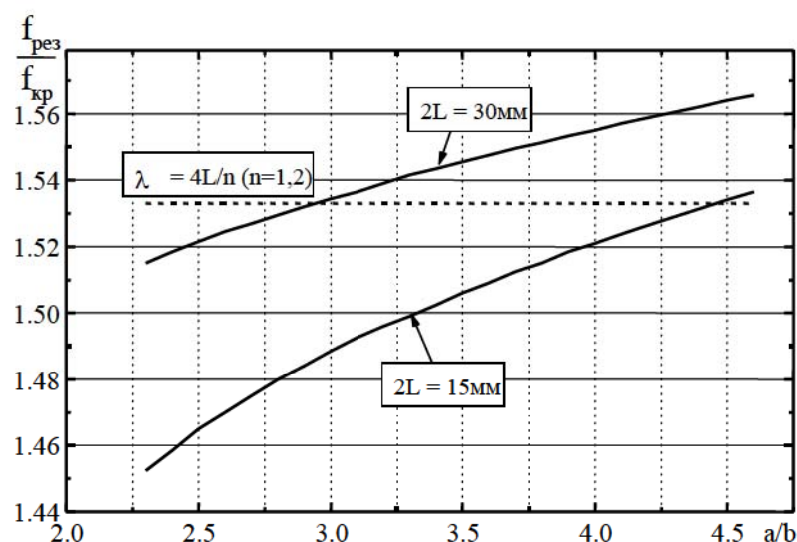


Рис. 2.16. Резонансные частоты щелей ($d = 1$ мм, $x_0 = a/4$) в зависимости от размеров поперечного сечения волновода при $a = 23$ мм, $b = 5 \div 10$ мм.

В заключение отметим, что полученные результаты могут быть использованы для расчета частотно-энергетических характеристик щелей длиной вплоть до 2λ в составе многоэлементных антенных решеток, а также при проектировании малогабаритных излучающих антенн для СВЧ-диатермии (для чего нужно ввести в уравнения (2.1) соответствующие параметры среды), позволяющих создавать глубокий управляемый нагрев, при анализе свойств которого необходим учет распределения ближних полей щелевых излучателей в зависимости от их геометрических размеров и положения в волноводе произвольного поперечного сечения.

2.5. Метод наведенных магнитодвижущих сил для одиночных щелей в прямоугольном волноводе

2.5.1. Метод наведенных магнитодвижущих сил.

С учетом того, что в общем случае стороннее поле и ток в щели имеют две составляющие: симметричную и антисимметричную вдоль щели относительно ее центра, интегро-дифференциальное уравнение (2.9) для тока в узкой щели приобре-

тает вид:

$$\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2 \right) \int_{-L}^L [J^s(s') + J^a(s')] G_s^\Sigma(s, s') ds' = -i\omega [H_{0s}^s(s) + H_{0s}^a(s)], \quad (2.64)$$

где $G_s^\Sigma(s, s') = G_s^{ext}(s, s') + G_s^{in}(s, s')$.

Представим ток в виде произведения неизвестных амплитуд и заданных функций распределения $J(s) = J_0^s f^s(s) + J_0^a f^a(s)$, при этом функции $f^s(s)$ и $f^a(s)$ должны удовлетворять следующим краевым условиям: $f^{s,a}(\pm L) = 0$.

Далее, следуя методу наведенных МДС для щелевых антенн, развитому Я.Н.Фельдом и Л.С.Бененсоном [7], умножим левую и правую часть уравнения (2.64) на $f^s(s)$ и $f^a(s)$ и проинтегрируем полученные выражения по длине щели. Тогда (2.64) превращается в систему независимых алгебраических уравнений относительно неизвестных J_0^s и J_0^a :

$$\left. \begin{aligned} J_0^s \int_{-L}^L f^s(s) \left[\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2 \right) \int_{-L}^L f^s(s') G_s^\Sigma(s, s') ds' \right] ds &= -\frac{i\omega}{2k} \int_{-L}^L f^s(s) H_{0s}^s(s) ds, \\ J_0^a \int_{-L}^L f^a(s) \left[\left(\frac{d^2}{ds^2} + k^2 \right) \int_{-L}^L f^a(s') G_s^\Sigma(s, s') ds' \right] ds &= -\frac{i\omega}{2k} \int_{-L}^L f^a(s) H_{0s}^a(s) ds. \end{aligned} \right\} \quad (2.65)$$

Назовем согласно терминологии, принятой в [7], интегралы в левой части (2.65) проводимостями щели Y_s^Σ и Y_a^Σ , а интегралы в правой части – магнитодвижущими силами F_{M_s} и F_{M_a} . С учетом этого искомое выражение для тока равно:

$$J(s) = -\frac{i\omega}{2k} \left[\frac{F_{M_s}}{Y_s^\Sigma} f^s(s) + \frac{F_{M_a}}{Y_a^\Sigma} f^a(s) \right]. \quad (2.66)$$

2.5.2. Метод наведенных магнитодвижущих сил с базисными функциями метода усреднения. Из физических соображений можно сделать вывод, что метод наведенных МДС может дать удовлетворительный результат только в том случае, когда заранее приблизительно известен закон распределения магнитного тока вдоль щели. Тогда, при-

нимая во внимание тот факт, что для продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода $H_{0s}(s) = H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} (\cos \gamma s - i \sin \gamma s)$, в качестве базисных можно выбрать функции, найденные выше методом усреднения ((2.48) и (2.49)):

$$f^s(s) = \cos ks \cos \gamma L - \cos kL \cos \gamma s, \quad f^a(s) = \sin ks \sin \gamma L - \sin kL \sin \gamma s. \quad (2.67)$$

С учетом этого можно получить внутренние $Y_{s,a}^{in}$ и внешние $Y_{s,a}^{ext}$ проводимости (нормированные на волновой адмиттанс свободного пространства) продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при излучении в полупространство над идеально проводящим бесконечным экраном (Приложение Б.2).

Следует подчеркнуть, что в выражениях для внешних проводимостей присутствуют интегральные слагаемые, которые проинтегрировать в явном виде не удастся, и при расчетах необходимо пользоваться приемами численного интегрирования. Ввиду этого метод наведенных МДС применительно к щелевым излучателям является численно-аналитическим методом.

Подставляя найденные значения проводимостей в (2.66), получим искомое выражение для тока:

$$J(s) = -\frac{i\omega}{2k} H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} \{ \tilde{J}_0^s (\cos ks \cos \gamma L - \cos kL \cos \gamma s) - i \tilde{J}_0^a (\sin ks \sin \gamma L - \sin kL \sin \gamma s) \}, \quad (2.68)$$

где
$$\tilde{J}_0^s = \frac{F^s(kL)}{Y_s^{ext}(kd, kL) + Y_s^{in}(kd, kL)}, \quad \tilde{J}_0^a = \frac{F^a(kL)}{Y_a^{ext}(kd, kL) + Y_a^{in}(kd, kL)}.$$

Коэффициенты отражения и прохождения по основной волне H_{10} в данном случае соответственно равны:

$$S_{11} = -e^{2i\gamma z} \frac{2\pi^3 \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{ia^3 b k \gamma} [\tilde{J}_0^s F^s(kL) - \tilde{J}_0^a F^a(kL)], \quad S_{12} = 1 - \frac{2\pi^3 \cos^2 \frac{\pi x_0}{a}}{ia^3 b k \gamma} [\tilde{J}_0^s F^s(kL) + \tilde{J}_0^a F^a(kL)]. \quad (2.69)$$

В качестве подтверждения правильности выбора базисных функций $f^s(s)$

и $f^a(s)$ на рис. 2.17, рис. 2.18 приведены графики зависимости коэффициента излучения в полупространство и в волновод продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода, рассчитанные по формулам (2.69) и методами моментов (ММ) [56] и Галеркина (МГ) [А(2)]. Совпадение кривых вполне удовлетворительное. Этот факт подтверждается также сравнением теоретических результатов с экспериментальными исследованиями, проведенными для случая конечной толщины стенки волновода (рис. 2.19), причем, как видно из графиков, диапазон применимости аппроксимации в виде (2.67) достаточно велик: $0.25 \leq 2L/\lambda \leq 2.75$.

Отметим, что для продольной щели в узкой стенке волновода базисные функции совпадают с функциями (2.67), а для щелей, расположенных под углом φ к оси волновода, они согласно (2.43) и (2.46) приобретают вид:

$$\begin{aligned} f^s(s) &= \frac{\cos ks \cos k_2 L - \cos kL \cos k_2 s}{(\sin \varphi + (\pi/(\gamma a)) \cos \varphi)^2} e^{i\frac{\pi}{a}x_0} - \frac{\cos ks \cos k_1 L - \cos kL \cos k_1 s}{(\sin \varphi - (\pi/(\gamma a)) \cos \varphi)^2} e^{-i\frac{\pi}{a}x_0}, \\ f^a(s) &= \frac{\sin ks \sin k_2 L - \sin kL \sin k_2 s}{(\sin \varphi + (\pi/(\gamma a)) \cos \varphi)^2} e^{i\frac{\pi}{a}x_0} + \frac{\sin ks \sin k_1 L - \sin kL \sin k_1 s}{(\sin \varphi - (\pi/(\gamma a)) \cos \varphi)^2} e^{-i\frac{\pi}{a}x_0}, \end{aligned} \quad (2.70)$$

где $k_1 = (\pi/a) \sin \varphi + \gamma \cos \varphi$, $k_2 = (\pi/a) \sin \varphi - \gamma \cos \varphi$, x_0 – расстояние от узкой стенки волновода до центра щели. При $\varphi = 0$ формулы (2.70) переходят в (2.67), а при $\varphi = \pi/2$ дают аппроксимирующие функции для поперечной щели в широкой стенке волновода:

$$f^s(s) = \cos ks \cos(\pi/a)L - \cos kL \cos(\pi/a)s, \quad f^a(s) = \sin ks \sin(\pi/a)L - \sin kL \sin(\pi/a)s.$$

Таким образом, при адекватном выборе базисных функций метод наведенных магнитодвижущих сил дает удовлетворительные результаты как для полуволновых щелей, так и для щелей длиной в несколько длин волн. Однако, его нельзя отнести к чисто аналитическим методам, поскольку вычисление внешних проводимостей для случая излучения в полупространство над бесконечным экраном требует численного интегрирования, хотя при связи двух волноводов выражение для тока (2.68) не содержит аналитически неинтегрируемых членов.

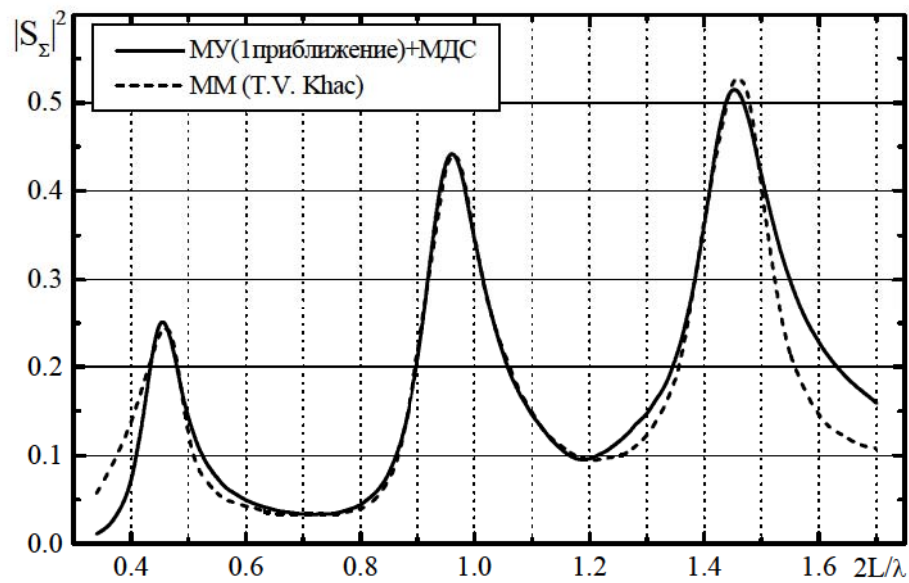


Рис. 2.17. Коэффициент излучения в полупространство продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при: $a=22.86\text{мм}$, $b=10.16\text{мм}$, $d=1.5875\text{мм}$, $\lambda=32\text{мм}$, $x_0=7.43\text{мм}$, $t=0\text{мм}$.

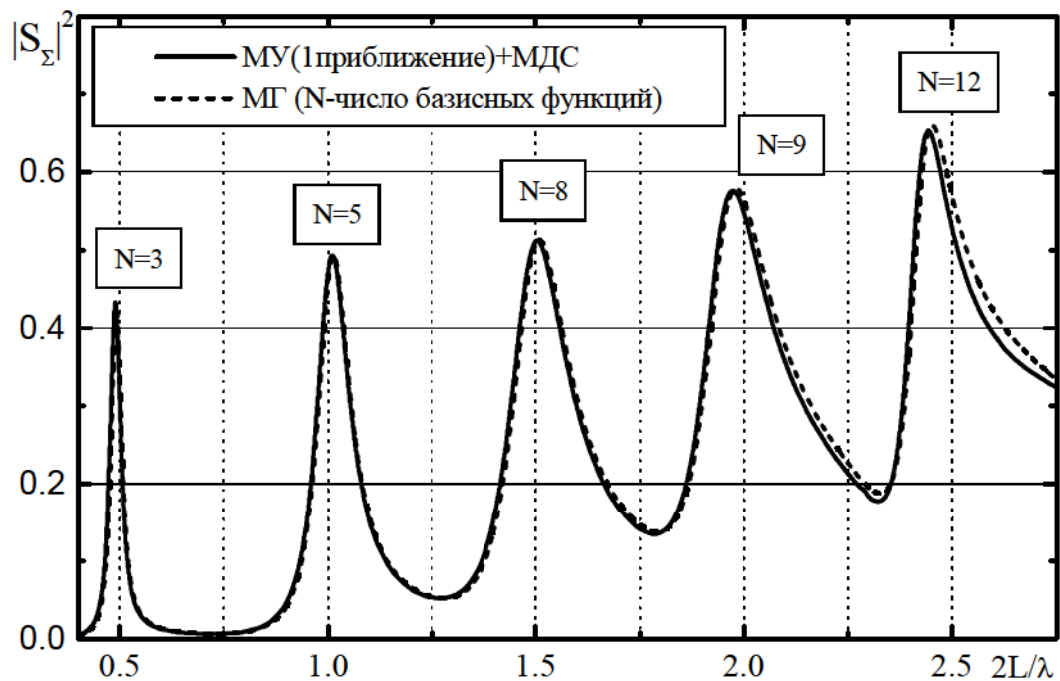


Рис. 2.18. Коэффициент излучения в волновод продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при: $a=23\text{мм}$, $b=10\text{мм}$, $d=a/15$, $\lambda=28.75\text{мм}$, $x_0=a/6$, $t=2\text{мм}$.

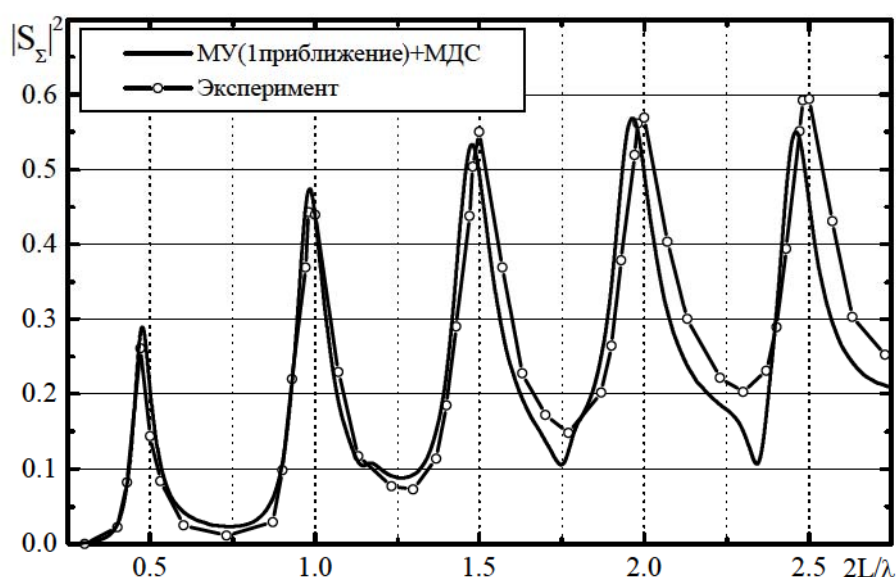


Рис. 2.19. Коэффициент излучения в полупространство над бесконечным экраном продольной щели в широкой стенке прямоугольного волновода при:
 $a=23\text{мм}$, $b=10\text{мм}$, $d=1.5\text{мм}$, $\lambda=30\text{мм}$, $x_0=5.75\text{мм}$, $t=1\text{мм}$.

2.6. Экспериментальные измерения характеристик щелевых излучателей

Основным критерием достоверности полученных теоретических результатов, адекватности разработанных математических моделей реальным физическим процессам в исследуемых структурах является проверка результатов расчета экспериментальными исследованиями. С целью проверки полученных в диссертации практически всех результатов теоретического решения задач внутренней и внешней электродинамики излучающих структур были проведены экспериментальные измерения их характеристик.

Экспериментальные макеты щелевых излучателей изготавливались по технологии, при которой отклонения заданных геометрических размеров не превышали $\pm 0.05\text{мм}$.

Измерения уровней сигнала при исследовании коэффициентов матрицы рассеяния щелевых неоднородностей и диаграмм направленности проводились с

использованием панорамных измерителей КСВН типа Р2-61, Р2-65 при их калибровке на фиксированной частоте. Измерения проводились в режиме ручной перестройки по частоте панорамных измерителей КСВН. Для определения значения установленной частоты использовался частотомер типа ЧЗ-54 с блоком преобразования частоты ЯЗЧ-57, что обеспечивало точность измерения частоты с относительной погрешностью не превышающей $\pm 0.001\%$. Коэффициенты матрицы рассеяния щелевых неоднородностей определялись как средние значения $\bar{X}$ не менее 20 измерений ослабления отраженного и прошедшего сигналов на каждой из фиксированных частот, что обеспечивало определение коэффициентов матрицы рассеяния с доверительным интервалом не хуже $\Delta = \pm 0.01\bar{X}$ при доверительной вероятности 0.95. Диаграммы направленности макетов экспериментально исследовались в режиме приема в безэховой камере с выполнением условий дальней зоны между передающей и приемной антеннами. Юстировка макета в азимутальной плоскости в направлении $\theta = 0^\circ$ проводилась визуально с точностью $\pm 1^\circ$. Угол поворота поворотного устройства отсчитывался с точностью $\pm 0.1^\circ$.

При исследовании диаграмм направленности в качестве приемо-передающего устройства использовались панорамные измерители КСВН, что обеспечивало измерение уровней принимаемых сигналов с той же точностью, что и измерение коэффициентов матрицы рассеяния.

В работе на рисунках, содержащих результаты экспериментов, представлены средние значения измеренных величин. Для большей наглядности при визуальном сравнении расчетных и экспериментальных значений исследуемых характеристик доверительный интервал измеряемых величин на рисунках не наносился.

При измерении амплитуды импульсного сигнала учитывалось, что источниками погрешности являются нестабильность принятого сигнала, шумы приемника, погрешность аналогово-цифрового преобразователя ($\pm 4.88\text{мВ}$). Для улучшения отношения сигнал-шум, а также для уменьшения влияния случайных флуктуаций сигнала, которые присущи стробоскопическим осциллографам, применялось

усреднение по 10 импульсам, что позволяло снизить уровень измеряемых шумов. Относительная погрешность измерения пиковой амплитуды поля составила $\pm 10\%$. Погрешность измерения длительности импульса стробоскопическим осциллографом ± 0.05 нс.

Выводы по разделу

В заключение отметим, что основные результаты, полученные в данном разделе, сводятся к следующему:

- приведено решение интегро-дифференциального уравнения относительно магнитного тока в щелевых излучателях и отверстиях связи методом разложения в ряд по малому параметру, отличному от используемого в [7]. Решение приводит к разным выражениям для тока в случае настроенной (частота стороннего поля мало отличается от собственной частоты щели) и ненастроенной (когда это условие не выполняется) щелей. В случае ненастроенной щели в первом приближении по малому параметру решение можно получить при ее произвольном возбуждении;

- найдено решение интегрального уравнения для тока методом итераций в виде одной формулы, которое пригодно как для настроенной, так и ненастроенной щелей. Показано, что применение данного метода возможно лишь при задании возбуждающего поля на начальной стадии решения;

- получено асимптотическое решение уравнения для тока методом усреднения и установлено, что оно объединяет в себе достоинства как метода малого параметра, так и метода итераций. В первом приближении решение описывается одной формулой, пригодной как для резонансной, так и для нерезонансной щелей без конкретизации поля сторонних источников и связываемых объемов, что позволяет исследовать характеристики щелей как в одномодовых, так и многомодовых волноводах произвольного поперечного сечения;

- выделение главной части ядра интегрального уравнения для тока в про-

цессе решения тем или иным приближенным аналитическим методом производится по-разному, но, тем не менее, при физически обоснованном учете особенностей краевой задачи приводит к одному и тому же естественному малому параметру $\alpha = 1/8 \ln(d/(8L))$, что говорит об адекватности предложенной математической модели реальному физическому процессу;

- полученное асимптотическое решение пригодно для электрически длинных щелей (до 2λ), расположенных как в широкой, так и узкой стенках прямоугольного волновода;

- полученные методом усреднения аналитические выражения для тока составляют основу для численно-аналитических методов (например, для метода наведенных магнитодвижущих сил), а также вариационных методов, которые предполагают использование априорной информации о функции распределения тока, и оказываются несостоятельными, если это распределение не известно, хотя бы приближенно. Метод наведенных магнитодвижущих сил с функциями распределения тока, найденными методом усреднения, позволяет провести анализ частотно-энергетических характеристик щелей длиной вплоть до $\approx 2.75\lambda$;

- сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными и результатами, полученными численными методами, показывает эффективность и достоверность найденного в первом приближении по малому параметру α (т.е. без учета членов, пропорциональных α^2) асимптотического решения интегрального уравнения относительно магнитного тока в щелевых излучателях и отверстиях связи;

- полученное решение без особых математических трудностей может быть распространено также на щели, расположенные под углом к продольной оси волновода или резонатора и на систему нескольких щелей.

РАЗДЕЛ 3

ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ДЛИННЫЕ ЩЕЛЕВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

Излучатели в виде электрически длинных узких щелей, расположенных в стенках прямоугольных волноводов или резонаторов, являются одной из наиболее простых и технологичных разновидностей антенн вытекающей (типа Leaky-wave) волны. В работе [60] приведены различные типы конструкций таких антенн, применяемых на практике. Однако, как уже отмечалось в разделе 1, электродинамические характеристики волноводно-щелевых излучателей на основе электрически длинных щелей в литературе, практически, не исследованы, что, несомненно, ограничивает их более широкое практическое применение. Это связано прежде всего с тем, что используемые в литературе методы расчета их характеристик либо очень приближенны [60, 66], либо чрезвычайно сложны для их численной реализации [65, 67].

Между тем, разработка теории, построение математической модели, доступной для широкого проведения численных расчетов и исследования электрически длинных щелевых излучателей, имеющих оптимальные электродинамические характеристики и, прежде всего, такие как коэффициент усиления, представляются весьма важными для создания современных радиотехнических комплексов различного назначения.

Методы решения интегральных уравнений для магнитного тока в щелевых излучателях, представленные в предыдущем разделе, позволяют решить задачу по определению АФР электрического поля в щели и других ее электродинамических параметров, если длина щели не превосходит $\approx 2.75\lambda$.

По нашему мнению для более длинных узких прямоугольных щелей, расположенных в стенках волноводов или резонаторов, наиболее целостным, общим, простым и перспективным для проведения численных расчетов является метод Галеркина (обобщенный метод наведенных магнитодвижущих сил). Этот метод хорошо зарекомендовал себя на практике и широко использовался, в том числе и в ранних работах автора, при расчете характеристик узких щелей, длина

ся как в одномодовом, так и в многомодовом режимах. (При решении граничной задачи и проведении исследований электрически длинных щелей целесообразно переобозначить длину щели как l). Уравнениями для определения электрического поля в щели являются условия непрерывности тангенциальных составляющих полных магнитных полей на поверхностях щели S_1 и S_2 , граничащих с внутренней “*in*” и внешней “*ext*” областями волновода и полупространства (1.16). В данном случае в (1.16) следует положить $H_{0\tau}^{ext} = 0$.

При решении системы уравнений (1.16) применяем процедуру Галеркина, т.е. поле на поверхностях щелей S_1 и S_2 представляем в виде рядов типа (1.11), (1.20), когда на каждой из щелей поля $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ определяются как:

$$\vec{E}_1 = \sum_{q=1}^{Q_1} V_{1q} \vec{E}_q, \quad q = 1, 2, 3, \dots, Q_1; \quad \vec{E}_2 = \sum_{r=1}^{Q_2} V_{2r} \vec{E}_r, \quad r = 1, 2, 3, \dots, Q_2 \quad (3.1)$$

Полагая в виду узости щелей, что электрическое поле направлено поперек щели и постоянно в этом направлении, векторные функции $\vec{E}_q$ и $\vec{E}_r$ можно представить, например, в виде:

$$\vec{E}_q = \frac{\vec{x}^0}{d} \sin \frac{q\pi}{l} z; \quad \vec{E}_r = \frac{\vec{x}^0}{d} \sin \frac{r\pi}{l} z, \quad (3.2)$$

где $\vec{x}^0$ – единичный вектор, направленный вдоль оси x . Подставляя (3.1) с учетом (3.2) в (1.16) получаем две системы алгебраических уравнений вида (1.21) относительно неизвестных амплитуд гармоник V_{1q} и V_{2r} :

$$\begin{aligned} \sum_{q=1}^{Q_1} V_{1q} Y_{11,pq}^{in} + \sum_{q=1}^{Q_1} V_{1q} Y_{11,pq}^v + \sum_{r=1}^{Q_2} V_{2r} Y_{12,pr}^v &= F_{1p}^\mu, \\ \sum_{q=1}^{Q_1} V_{1q} Y_{21,pq}^v + \sum_{r=1}^{Q_2} V_{2r} Y_{22,pr}^v + \sum_{r=1}^{Q_2} V_{2r} Y_{22,pr}^{ext} &= 0. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Для решения системы уравнений (3.3) необходимо определить проводимости $Y_{mn,\xi\zeta}^{in,v,ext}$, представляющие собой по сути собственные ($m=n$) и взаимные ($m \neq n$) частичные проводимости между щелями S_1 и S_2 , между гармониками ξ и ζ функции распределения поля на щели в каждом из объемов “*in*”, “*v*”, “*ext*” и

F_{1p}^{μ} – магнитодвижущую силу, обусловленную p -той гармоникой функции распределения поля на щели S_1 [7] и возбуждаемую, в общем случае, μ -тым типом колебаний в волноводе.

Предлагаемое решение задачи, когда поле в щели аппроксимируется набором (3.1) координатных функций вида (3.2), по сути, не накладывает жестких ограничений на ширину щели, в отличие от условий (1.4), (1.6), (1.9). Оно справедливо для тех случаев, когда можно предположить, что электрическое поле в щели определяется только его поперечной компонентой. В работах [49-54] при исследовании щелей, длина которых близка к $(0.35 \div 0.75)\lambda$, показано, что такое приближение позволяет получить расчетные частотно-энергетические характеристики, хорошо совпадающие с экспериментальными для щелей с $d/l \ll 1$ и $d/\lambda \ll 1$, когда $d \leq (0.1 \div 0.2)l$ и при этом $d \leq (0.1 \div 0.18)\lambda$. При постоянной длине волны λ с увеличением длины щели условие $d/l \ll 1$ или $d/\lambda \ll 1$ выполняется более точно и представление поля в щели функциями (3.2) справедливо для электрически более широких щелей.

Собственные и взаимные частичные проводимости щели в полости волновода $Y_{mn,\xi\xi}^{in}$ и в объеме самой щели $Y_{mn,\xi\xi}^v$, а также выражения для магнитодвижущей силы, определяемой каждой из гармоник функции распределения в случае аппроксимации поля в щели набором (3.1) функций вида (3.2), получены в работах [50, 51, 53, 54] и в работах автора [52, 76; А(3, 7-9)].

Что касается внешней проводимости щели $Y_{mn,\xi\xi}^{ext}$, то вопрос оценки критерия “узости” щелевого излучателя при ее определении до настоящего времени оставался открытым, так как в литературе отсутствуют данные по исследованию внешних проводимостей “широких” ($d/l \geq 0.1$, $d/\lambda \geq 0.1$) щелей, когда поле в щели представляется набором функций вида (3.2).

Решение задачи по определению внешних собственных частичных проводимостей щели и взаимных проводимостей системы двух щелей приведены в Приложении В. Там же впервые приведены расчетные зависимости частичных

проводимостей от электрических длин щелей, их ширины, от расстояний между щелями. Исследования показали, что если щелевой излучатель представляет собой щель с соотношением $d/l \geq 0.1$, то при решении СЛАУ внешнюю собственную проводимость щели следует определять, используя выражение (В.3). Следует отметить, что (В.3) является точным выражением для внешней проводимости щели по сравнению с квазиодномерным приближением ($|\nu - \nu'| = d/4$), используемым во 2 разделе.

В зависимости от электрической длины щелей, от их ширины и положения в волноводе внешнее взаимное влияние щелей может быть значительно большим, чем их взаимодействие по возбуждающему волноводу. Наличие сильной взаимной связи может быть использовано для дополнительного управления амплитудно-фазовым распределением электрического поля в раскрыве многоэлементной щелевой решетки. Это будет показано в разделе 5.

Решение системы уравнений (3.3) позволяет определить поля $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ на внутренней S_1 и внешней S_2 поверхностях щели и, следовательно, рассчитать параметры щелевого излучателя.

3.2. Амплитудное и фазовое распределения электрического поля в щели

При расчете методом Галеркина энергетических характеристик щелей, длины которых не превышают $0,75\lambda$, учитывается, как правило, не более $5 \div 10$ гармоник функции распределения и задача по определению поля в щели, в общем, не представляет трудностей [49 – 56]. При исследовании электрически длинных щелей ($l > (5 \div 10)\lambda$) метод Галеркина до сих пор не применялся и амплитудно-фазовое распределение поля в щели предлагается описывать функциями вида $E \sim e^{-\alpha z} e^{-i\beta z}$ (α - постоянная затухания, β - постоянная распространения волны в волноводе), что принимается априори и не доказывается ни теоретически, ни экспериментально [60, 66], или использовать приближение о постоянном

амплитудном распределении поля вдоль щели [60].

Предлагаемый в данной работе обобщенный метод наведенных МДС позволяет провести такие исследования для сколь угодно длинных щелей и показать, что используемые приближения в аппроксимации АФР поля в электрически длинных щелях не всегда корректны, а во многих случаях неверны.

Однако непосредственное применение метода затруднено, как в связи с возникающим рядом теоретических вопросов, например, таких как сходимость решения, так и в связи с трудностью его численной реализации, поскольку в случае длинных щелей число гармоник, которое необходимо учесть для аппроксимации искомого поля в щели существенно возрастает.

В то же время исследование “спектральной” зависимости (по гармоникам функции распределения) амплитуд поля в щели позволяет выяснить некоторые физические особенности формирования амплитудно-фазового распределения поля в щелевом излучателе. С этой целью проанализируем задачу о влиянии количества гармоник, аппроксимирующих функцию распределения поля в щели, в зависимости от параметров щели и волновода на примере электрически длинной продольной щели, расположенной в широкой стенке прямоугольного волновода и излучающей в свободное полупространство (рис. 3.2). Здесь и далее используется волновод сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$.

В амплитудные распределения полей в щелях максимальный вклад вносят гармоники, номера $p_{\max}$ которых такие, что на длине щели укладывается целое число полуволен волны, распространяющейся в свободном пространстве, т.е. $l = p_{\max} \lambda/2$ (рис. 3.2а). Влияние на формирование распределения поля в щели других гармоник оказывается сильно зависящим от рабочей длины волны λ , то есть от дисперсионных свойств волновода. При $\lambda/\lambda_{\text{кр}} = 0.7$ в зависимостях $|V_p/V_{p_{\max}}| = f(p)$ можно выделить две резонансные области (рис. 3.2б, в, г). Одна из них, как было уже отмечено, связана с длиной волны в свободном пространстве λ , а номера другой области оказываются близкими к значениям $p = q_{\max}$, при которых вдоль щели укладывается целое число полуволен волны, распространяю-

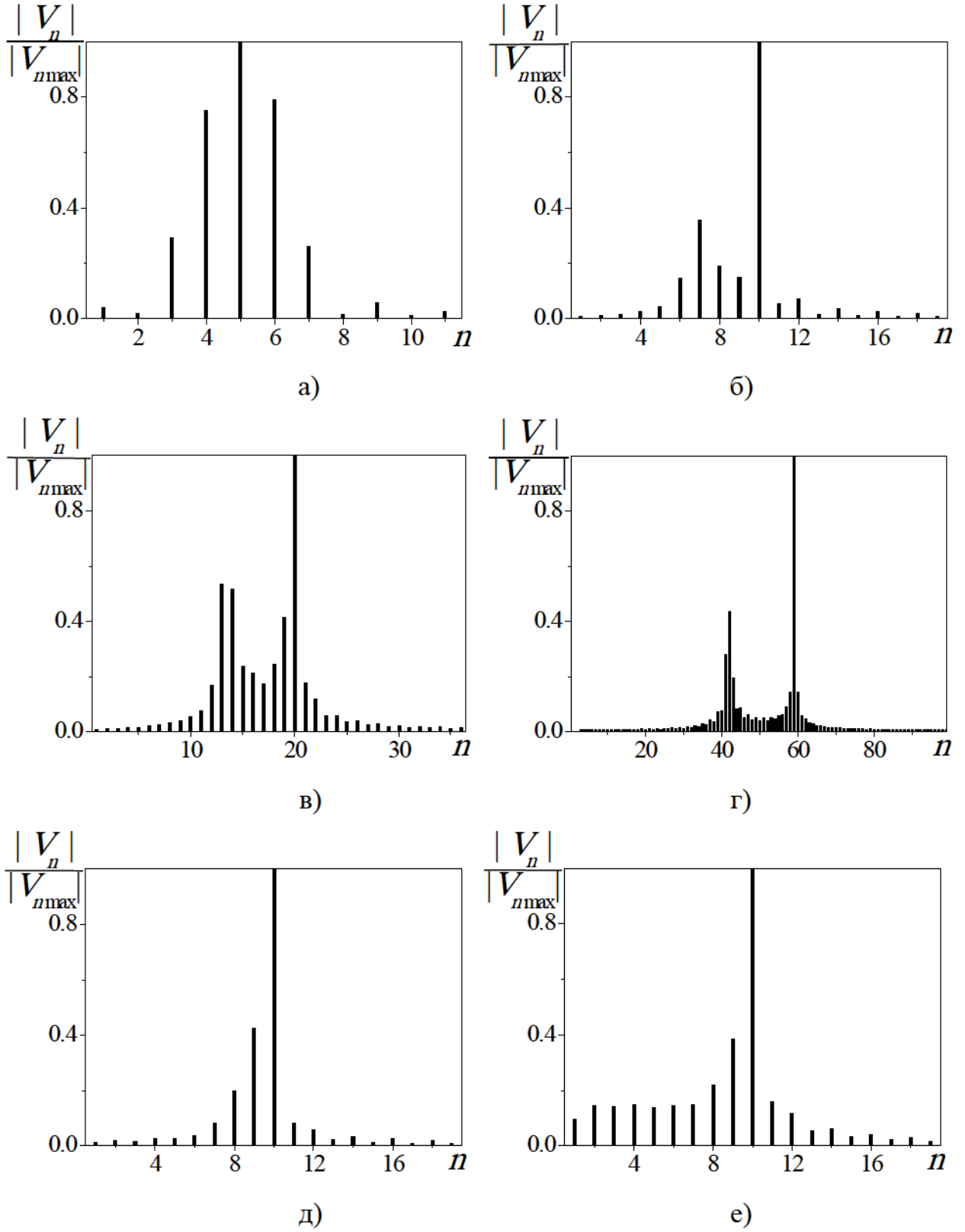


Рис. 3.2. Нормированные амплитуды гармоник функции распределения электрического поля в щели шириной $d = 1.0$ мм при $t = 1$ мм, $x_0 = 9.0$ мм: а) $l = 3\lambda$, б) $l = 5\lambda$, в) $l = 10\lambda$, г) $l = 30\lambda$ при $\lambda = 32$ мм, д) $l = 5\lambda$, $\lambda = 25$ мм, е) $l = 5\lambda$, $\lambda = 44$ мм.

щейся в волноводе $l = q_{\max} \lambda_g / 2$. При этом отношение $q_{\max} / p_{\max}$ оказывается близким или равным отношению длин волн λ / λ_g . С уменьшением рабочей длины волны λ значение λ / λ_g увеличивается, стремясь к единице, и две резонансные области при $q_{\max} / p_{\max} \geq 0.9$ сливаются в одну (рис. 3.2д). Отметим, что для некоторых длин щелей l возможна одна область гармоник и для средних значений λ , рис. 3.2а. С увеличением λ ($\lambda \rightarrow \lambda_{kp}$) длина волны в волноводе значительно больше длины волны в свободном пространстве, а отношение $\lambda / \lambda_g \approx q_{\max} / p_{\max} \rightarrow 0$. В этом случае в спектре амплитуд получается только одна резонансная область, но амплитуды всех предыдущих гармоник $p = 1 \div (p_{\max} - 1)$ значительны и составляют $(0.2 \div 0.4) V_{\max}$. Например, такую ситуацию наблюдаем для щели длиной $l = 5\lambda$ при $\lambda / \lambda_{kp} = 0.95$ (рис. 3.2е).

Таким образом, при исследовании электрически длинных щелей можно выделить номера тех гармоник, которые необходимо учитывать при решении СЛАУ (3.3), так как амплитуды гармоник при $p \gg p_{\max}$ и $q \ll q_{\max}$ при $\lambda / \lambda_{kp} = 0.6 \div 0.75$, составляют менее 1%.

В коротковолновом диапазоне волновода области гармоник с $p_{\max}$ и $q_{\max}$ практически совпадают, а гармоники с $p > p_{\max}$ и $q < q_{\max}$ сильно убывают и, по сути, не влияют на формирование амплитудно-фазового распределения поля в щели. При $\lambda / \lambda_g \rightarrow 0$ необходимо рассматривать область гармоник $p = 1 \div p_{\max}$.

Следовательно, проанализировав соотношения между длиной щели l , длинами волн λ, λ_g и λ_{kp} можно ограничить количество гармоник Q и выбрать номера тех гармоник, которые необходимо учитывать для определения АФР поля в щели с требуемой точностью. Это позволяет модифицировать алгоритм и программу расчета параметров щелевого излучателя на ЭВМ и существенно понизить порядок решаемой СЛАУ (3.3) и применить обобщенный метод магнитодвижущих сил для исследования щелей длиной сотни λ , а также для расчета характеристик системы электрически длинных щелевых излучателей.

Сложная зависимость амплитуд гармоник от геометрических и электродинамических параметров щели и волновода, а также от условий их возбуждения приводит к сложному, заранее непредсказуемому виду амплитудно-фазового распределения поля в щели. На рис. 3.3а,б,в,г,д,е приведены амплитудные распределения электрического поля в щелях, амплитуды гармоник для которых приведены на рис. 3.2. При этом число гармоник Q_1 и Q_2 в представлении поля в щели (3.1) выбиралось таким образом, чтобы вклад отбрасываемых членов составлял менее 0.5%. (Погрешность в определении проводимостей $Y_{mn,\xi\xi}^{in,v,ext}$ менее 0.1%).

Зависимости $|E / E_{max}| = f(z)$ носят сложный характер, определяемый всей суммой комплексных амплитуд гармоник, обусловленных электродинамическими характеристиками областей “in”, “v” и “ext”. Прежде всего следует отметить, что в амплитудных распределениях присутствуют осцилляции двух типов. Первый тип связан с количеством полуволн λ , укладывающихся на длине щели. Наличие двух резонансных областей приводит к модуляции распределения поля вдоль щели, т.е. к ещё одному виду осцилляций. Число таких осцилляций приблизительно равно $(p_{max} - q_{max})/2$. Такой вид амплитудного распределения можно объяснить, если учесть, что в данном случае поле в щели может быть приближенно представлено суммой только двух слагаемых:

$$E \approx V_{p_{max}} \sin\left(p_{max} \pi \frac{z}{l}\right) + V_{q_{max}} \sin\left(q_{max} \pi \frac{z}{l}\right) \approx \sin\left[\frac{(p_{max} - q_{max})\pi}{2} \frac{z}{l}\right].$$

Впервые проведенные нами расчеты комплексных амплитуд собственных функций распределения поля в щелях различной длины $l = (0.3 \div 200 \dots) \lambda$ при разных значениях отношений λ/λ_{kp} и λ/λ_g позволяют утверждать, что амплитудные и фазовые распределения в раскрыве электрически длинных щелей вовсе не соответствуют обычно используемым многими авторами [60, 66]. Решения задач об электрически длинных волноводно-щелевых излучателях конечных размеров в приближении заданного постоянного или экспоненциально спадающего амплитудного и линейного фазового распределений в общем случае неточны.

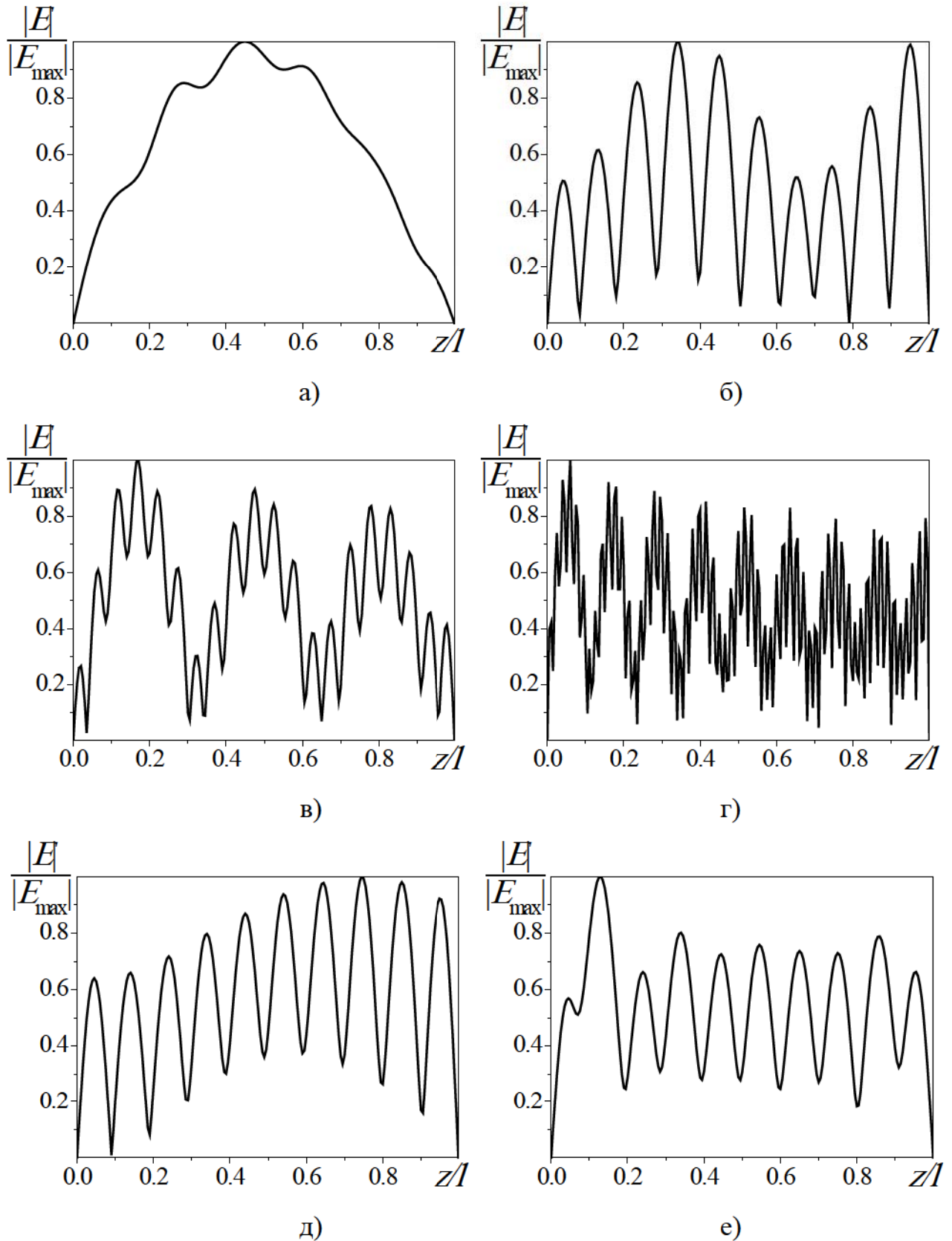


Рис. 3.3. Амплитудное распределение электрического поля в щелях длиной:
а) $l = 3\lambda$, б) $l = 5\lambda$, в) $l = 10\lambda$, г) $l = 30\lambda$ при $\lambda = 32$ мм; д) $l = 5\lambda$ при $\lambda = 25$ мм;
е) $l = 5\lambda$, $\lambda = 44$ мм.

Зависимость амплитудно-фазового распределения поля в щели от значений l, d, t, x_0 , параметров волновода, от λ и параметров диэлектриков, заполняющих щель и связываемые щелью объемы, является чрезвычайно сложной, многопараметричной функцией. Все отмеченные особенности формирования поля в раскрытых электрически длинных щелях справедливы для излучателей, расположенных как в широкой, так и в узкой стенках волновода.

3.3. Щели в широкой стенке прямоугольного волновода

Выяснив физические закономерности возбуждения щели и определив амплитудно-фазовое распределение электрического поля E_1 и E_2 на внутренней S_1 и внешней S_2 поверхностях щели можно исследовать и оптимизировать ее характеристики: коэффициенты отражения по полю S_{11} и излучения по мощности $|S_\Sigma|^2$, диаграмму направленности F , коэффициент усиления G .

В предположении, что волновод возбуждается волной единичной мощности, коэффициенты излучения $|S_\Sigma|^2$ и отражения S_{11} могут быть определены как

$$|S_\Sigma|^2 = \operatorname{Re} \frac{1}{2} \sum_p \sum_q V_{2p} Y_{22,pq}^{ext}, \quad S_{11} = -\frac{1}{4} \sum_p V_{1p} F_p. \quad (3.4)$$

Диаграмма направленности определяется выражением [А(21, 25)]:

$$F = \sin \theta \sum_{p=1}^{Q_2} V_{2p} \frac{p \pi l (1 - (-1)^p e^{ikl \cos \theta})}{(p \pi)^2 - (kl \cos \theta)^2}, \quad (3.5)$$

где угол θ отсчитывается от продольной оси щели.

По полученной ДН рассчитываются коэффициент направленного действия D и коэффициент усиления волноводно-щелевой антенны

$$G = D \eta = D |S_\Sigma|^2, \quad (3.6)$$

где η – коэффициент полезного действия, который в случае пренебрежения потерями в стенках волновода, совпадает с коэффициентом излучения $|S_\Sigma|^2$.

Таким образом, рассчитывая амплитудно-фазовое распределение поля в щелях и анализируя коэффициент усиления как итоговый параметр излучателя, можно оптимизировать излучающую систему в целом.

3.3.1. Энергетические характеристики. Предлагаемая модификация обобщенного метода наведенных магнитодвижущих сил позволяет впервые провести расчетные исследования зависимостей коэффициентов излучения и отражения электрически длинных щелей от величины l/λ и выяснить влияние ширины щели, ее положения в стенке волновода, дисперсионных свойств волновода на ее частотно энергетические характеристики, определить физические закономерности в их формировании.

В экспоненциально узких щелях реализуется строго синусоидальное распределение электрического поля соответствующей резонансной гармонике с номером p , то есть закон изменения поля вдоль щели описывается одной функцией $\sin^{p\pi z/l} = \sin kz$ (рис. 3.4). Максимальное излучение, но не более 0.5 падающей на щель мощности, наблюдается в случае, если щель с длиной $l = p(\lambda/2)$ представляет собой активную нагрузку для волновода (реактивная часть проводимости равна нулю), а внутренняя и внешняя активные проводимости близки по величине. Это правомерно как для электрически коротких резонансных щелей с $l = 0.5\lambda$, так и для длинных щелей с $l = p(\lambda/2)$. При $l \neq p(\lambda/2)$ щель не возбуждается и коэффициенты излучения и отражения равны нулю. В зависимостях $|S_\Sigma|^2(l/\lambda)$ и $|S_{11}|(l/\lambda)$ существуют такие значения l , равные целому числу полуволн, при которых щели, будучи резонансными, не излучают электромагнитное поле. Щель не излучает потому, что магнитодвижущая сила, которая определяется полем основной волны волновода, равна нулю. Это наблюдается тогда, когда вдоль щели укладывается нечетное (начиная с трех) число полуволн, распространяющихся в волноводе. Таким образом, резонансная щель с $l = p(\lambda/2)$ не излучает, если выполняется условие $\gamma l = q\pi$, где $\gamma = 2\pi/\lambda_g$ ($q = \frac{2n+1}{2}$, $n = 1, 2, 3 \dots$).

и не равно p . Этот факт при $p=1$ отмечен в работе [142].) Тогда получаем

$$\gamma \frac{p\lambda}{2} = q\pi. \text{ И, следовательно,}$$

$$q/p = \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{kp})^2}. \quad (3.7)$$

Экспоненциально узкая резонансная щель может излучать не более 0.5 падающей мощности, а может и не излучать вовсе. (Так, на рис. 3.5 $|S_{\Sigma}|^2 = 0$ и $|S_{11}| = 0$ при $l/\lambda = 3.5, 7.0 \dots$). С увеличением ширины щели добротность щели падает, щель начинает излучать при любых соотношениях l/λ . В зависимостях $|S_{\Sigma}|^2(l/\lambda)$ и $|S_{11}|(l/\lambda)$ резонансные кривые расширяются и наблюдается сглаживание резонансов, щель излучает минимальную мощность при значениях l/λ , соответствующих значениям, на которых экспоненциально узкие щели не возбуждаются (рис. 3.6). При фиксированной длине щели с увеличением ее ширины коэффициент излучения возрастает, а проявление резонансных свойств щели в зависимостях $|S_{\Sigma}|^2(l/\lambda)$ уменьшается (рис. 3.7).

С увеличением электрической длины щели и ее ширины возрастает коэффициент излучения и падает величина коэффициента отражения, так как происходит взаимная компенсация отраженных щелью волн, обусловленных разными спектральными гармониками. Следовательно, можно найти такую длину щели, при которой практически вся падающая на нее мощность будет излучаться.

Смещение щели от центральной линии широкой стенки волновода приводит к увеличению коэффициента излучения. С увеличением электрической длины щели и возрастанием излучаемой мощности (с увеличением смещения щели x_0) влияние резонансов, обусловленных значениями $l_{рез} \sim p(\lambda/2)$ на зависимостях $|S_{\Sigma}|^2$ и $|S_{11}|$ от l/λ уменьшается (рис. 3.8). Характеристики излучения электрически длинных щелей сильно зависят от дисперсионных свойств волновода. Резонансные значения l/λ наиболее слабо проявляются в длинноволновой области одномодового режима волновода (рис. 3.9).

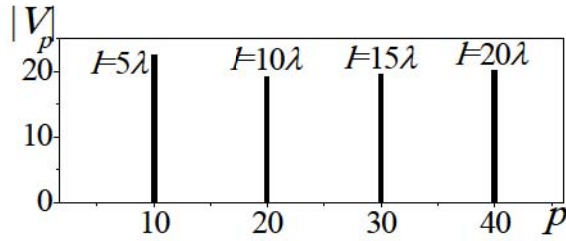


Рис. 3.4. Амплитуды и номера гармоник функции распределения электрического поля в экспоненциально узкой щели ($d/\lambda = 10^{-7}$) разной длины.

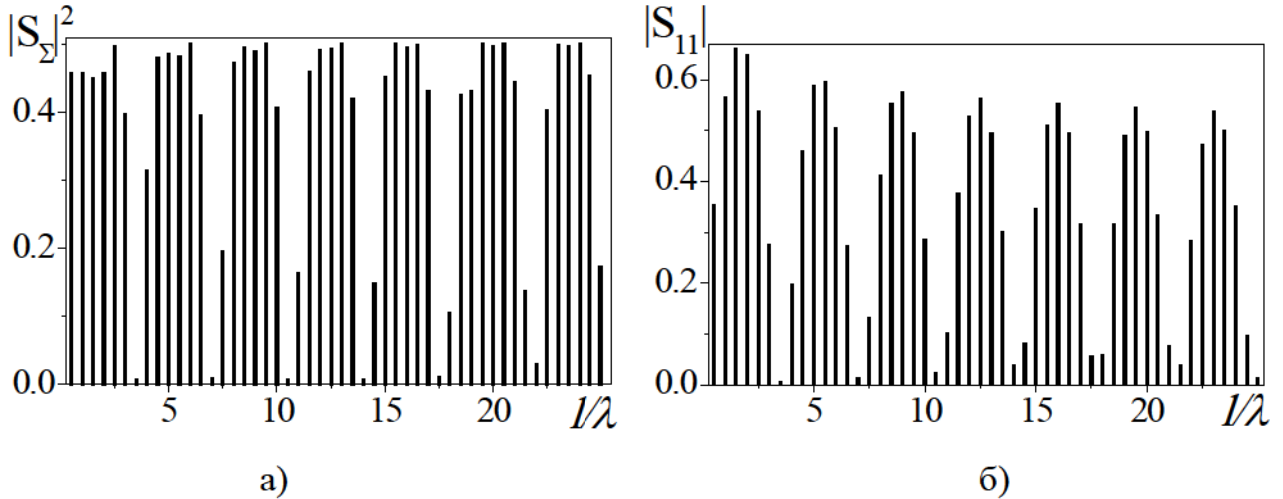


Рис. 3.5. Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) экспоненциально узкой ($d/\lambda = 10^{-7}$) щели от ее электрической длины при $\lambda = 32 \text{ мм}$, $x_0 = 9 \text{ мм}$, $t = 1 \text{ мм}$.

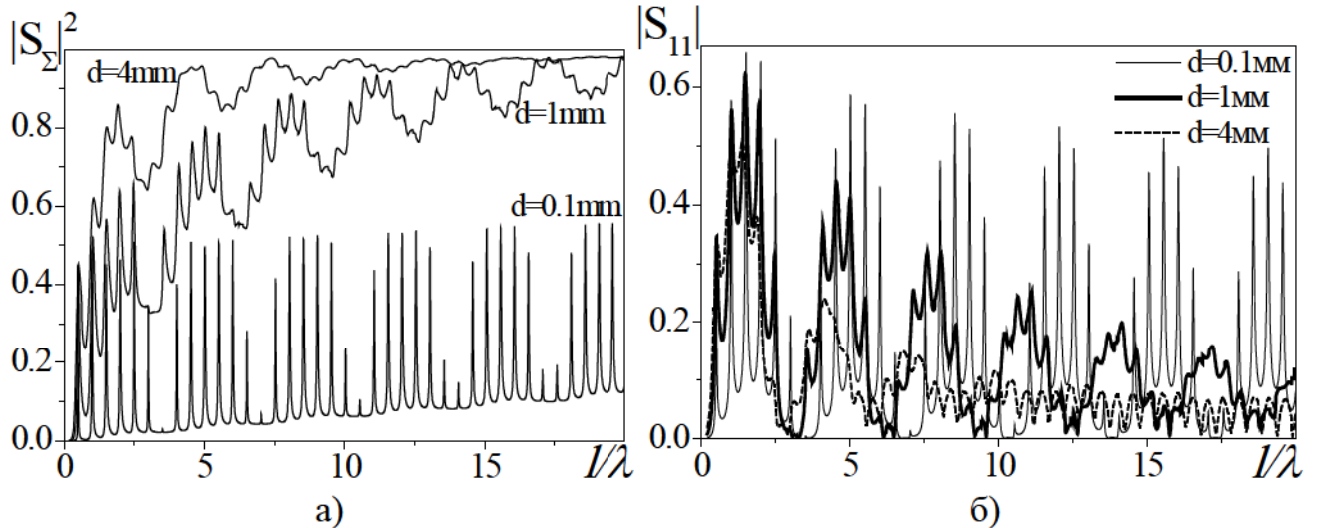


Рис. 3.6. Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) щели с $x_0 = 9 \text{ мм}$, $t = 1 \text{ мм}$, $\lambda = 32 \text{ мм}$ от ее электрической длины для разных значений параметра d .

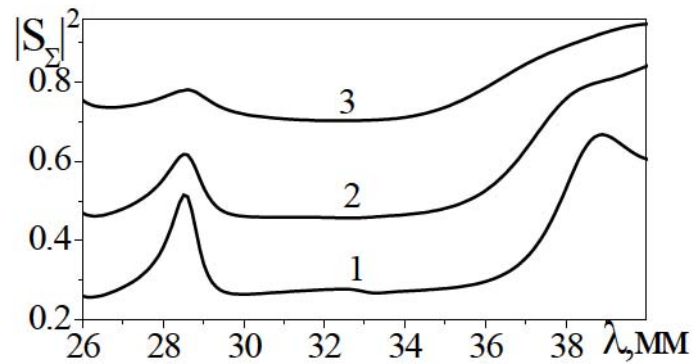


Рис. 3.7. Зависимость коэффициента излучения щели $l = 100$ мм от λ при $x_0 = 5.7$ мм, $t = 1$ мм и разных значениях ширины щели: 1 – $d = 1.5$ мм, 2 – $d = 3$ мм, 3 – $d = 6$ мм.

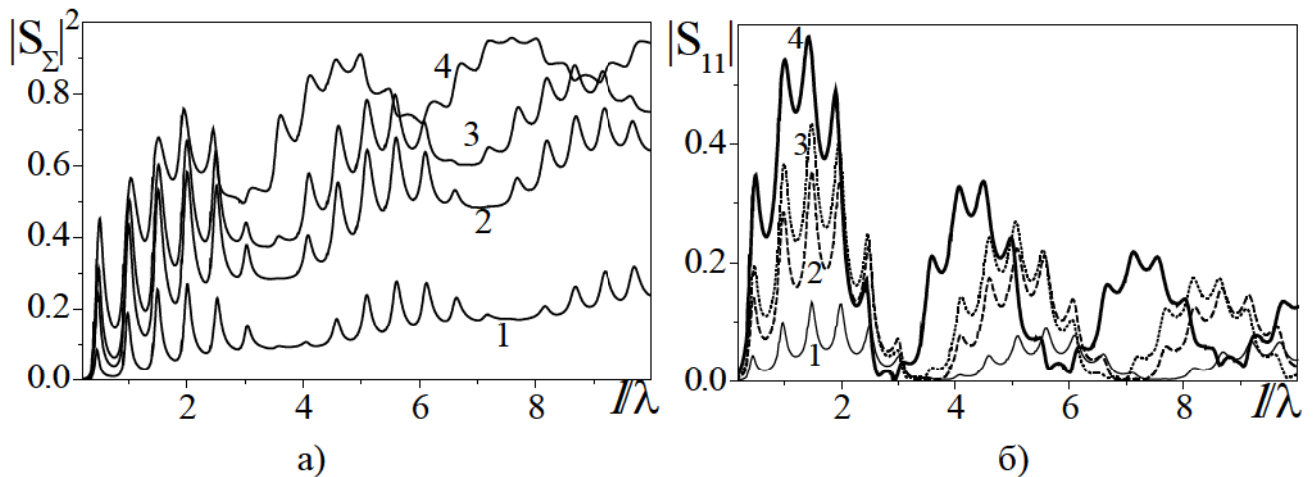


Рис. 3.8. Зависимости коэффициентов излучения (а) и отражения (б) щели шириной $d = 1$ мм от ее электрической длины l/λ при $\lambda = 32$ мм и значениях x_0 : 1 – $x_0 = 2$ мм; 2 – $x_0 = 4$ мм; 3 – $x_0 = 5$ мм; 4 – $x_0 = 9$ мм.

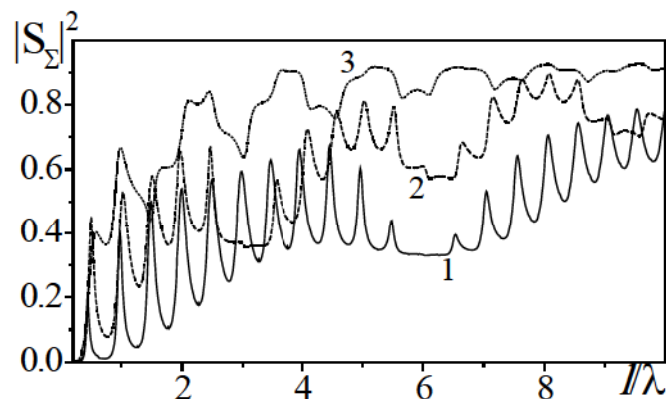


Рис. 3.9. Зависимость коэффициента излучения щели $x_0 = 9$ мм, $t = 1.5$ мм, $d = 2$ мм от ее электрической длины при возбуждении в разных областях одномодового режима волновода: 1 – $\lambda = 24$ мм; 2 – $\lambda = 32$ мм; 3 – $\lambda = 40$ мм.

3.3.2. Направленные свойства излучателей. Исследования показали, что АФР поля в раскрыве щели, а, следовательно, и диаграммы направленности излучателей такого типа зависят от очень многих факторов. Выбором величин l , d , x_0 , t , а также значений λ , $\lambda_{кр}$ и размеров волновода можно реализовать такое амплитудно-фазовое распределение поля в щели, в общем случае произвольной длины, при котором можно получить диаграмму направленности с достаточно низким уровнем бокового излучения. При этом будет излучаться более 90% падающей на щель мощности и отражаться менее 1%.

По виду амплитудного распределения, основы формирования которого были рассмотрены в подразделе 3.2, на наш взгляд, можно выделить 3 типа электрически длинных щелевых излучателей в зависимости от величины l/λ . Для *первого* типа щелей (с небольшими, $l \approx (5 \div 30)\lambda$, электрическими длинами) характерно сильно осциллирующее вдоль щели амплитудное распределение $|E/E_{max}| = f(z/l)$ с двумя типами осцилляций, о которых говорилось ранее (рис. 3.3). Фазовое распределение в таких антеннах ступенчатое, возможны противофазные участки в раскрыве антенны. В излучателях фиксированной длины амплитудно-фазовое распределение зависит и от ширины щели и от ее положения на стенке волновода (рис. 3.10). Амплитудно-фазовое распределение подобного типа формируют «плохие» диаграммы направленности (рис. 3.11), т.е. наблюдаются большие уровни боковых лепестков, как ближних, так и дальних. При приближении продольной щели к середине широкой стенки волновода и с одновременным увеличением ее ширины (при фиксированном значении длины) функция амплитудного распределения сглаживается (имеет менее выраженный осциллирующий характер) и, следовательно, улучшается форма диаграммы направленности (рис. 3.11, кривая 3). Тем не менее, уровень боковых лепестков и в этом случае остается высоким и составляет не менее 25% от главного. Увеличение электрической длины антенны (до 20λ) не приводит к существенному улучшению диаграммы направленности.

Фазовое распределение в излучателях рассматриваемого типа таково, что

положение максимума диаграммы направленности не соответствует значению, определяемому формулой [60]:

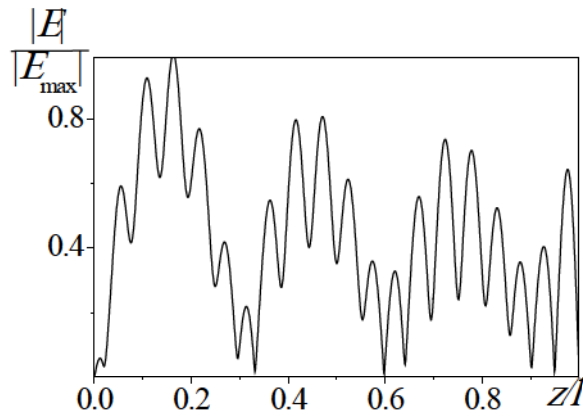
$$\cos \theta_{\max} = \lambda / \lambda_g. \quad (3.8)$$

Наблюдается сложная зависимость $\theta_{\max}$ от длины антенны при фиксированном значении рабочей длины волны, особенно в области малых значений l/λ (рис. 3.12).

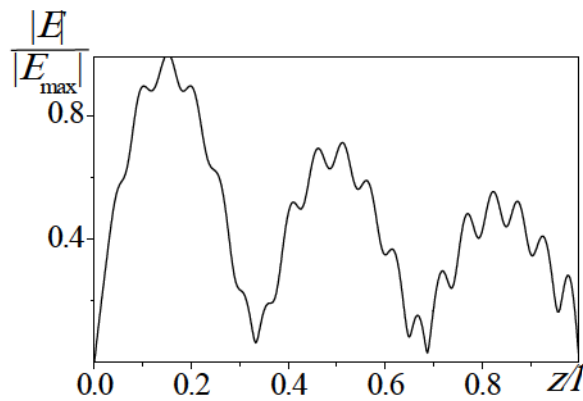
Таким образом, исследуемые антенны по определению не являются антеннами, которые были названы антеннами бегущей волны в работе [60].

Второй тип щелевых излучателей, длина которых превышает некоторую величину (порядка $(25 \div 30)\lambda$), зависящую как от параметров щели d, x_0 , так и от размеров волновода, можно назвать собственно антеннами бегущей волны, так как в этом случае амплитудное и фазовое распределения оказываются близкими к тому виду, которые обычно считаются присущими таким антеннам [60]. С увеличением l амплитуды осцилляций, связанные с номером гармоники $p_{\max}$ уменьшаются, но остаются осцилляции второго типа, то есть амплитудное распределение становится, в общем, убывающим с небольшими осцилляциями, фазовое – линейным. Диаграммы направленности таких антенн однолучевые несимметричные, отклоненные от нормали. Выбором величин l, d, x_0 , а также размеров волновода можно создать диаграмму направленности с достаточно низким боковым излучением, при этом антенна будет излучать более 90% падающей на нее мощности и отражать менее 1%, что позволяет провести оптимизацию энергетических параметров продольной электрически длинной щели (рис. 3.13а, б, в).

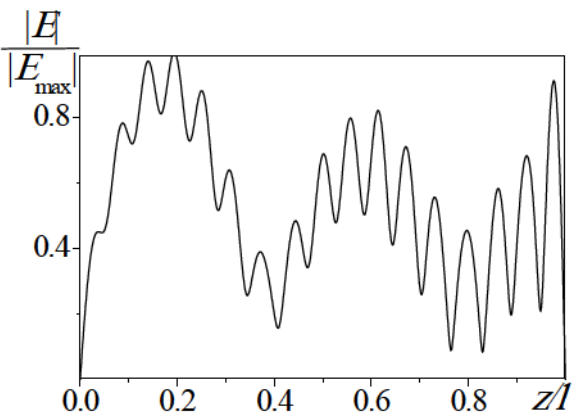
Для примера на рис. 3.14 и рис. 3.15 представлены соответственно амплитудные распределения и диаграммы направленности для двух антенн с оптимальными по коэффициенту излучения и уровню боковых лепестков характеристиками для случаев с $l = 46.8\lambda$ и $l = 62.5\lambda$. Видно, что выбором параметров удалось понизить уровень боковых лепестков до величины -20дБ. Фазовое распределение при этом линейное, максимумы диаграмм направленности направлены под углом 41.12° к оси антенны. Угол наклона диаграммы направленности,



а)



б)



в)

Рис. 3.10. Амплитудное распределение электрического поля в щели: $l = 10\lambda$, $t = 1$ мм, $\lambda = 32$ мм при:
 а) $d = 3$ мм, $x_0 = 9$ мм; б) $d = 5$ мм, $x_0 = 5.7$ мм; в) $d = 10$ мм, $x_0 = 2$ мм.

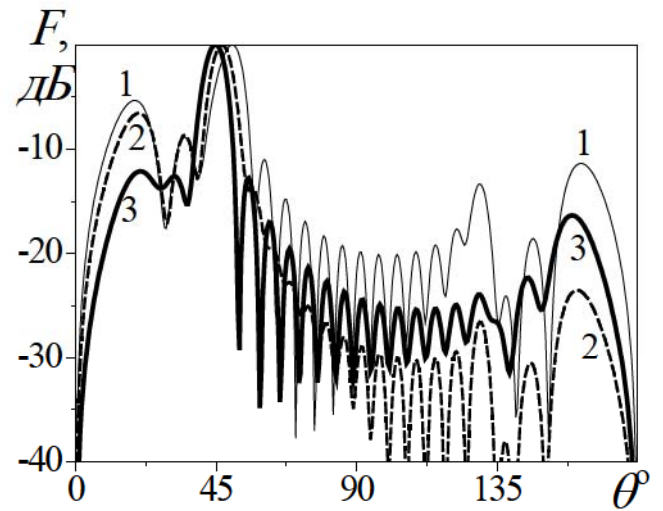


Рис. 3.11. Диаграмма направленности щели $l = 10\lambda$:

1 – $d = 3$ мм, $x_0 = 9$ мм; 2 – $d = 5$ мм, $x_0 = 5.7$ мм; 3 – $d = 10$ мм, $x_0 = 2$ мм.

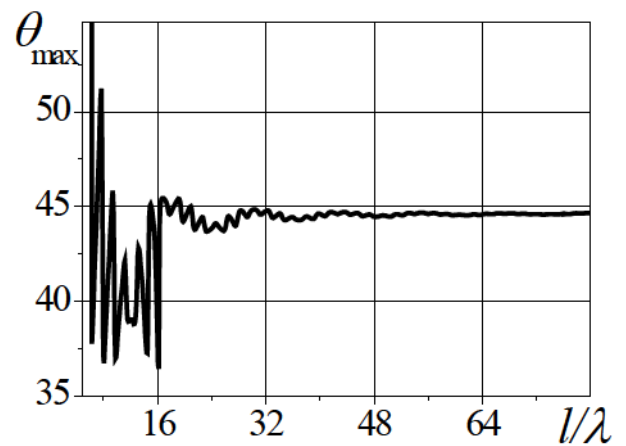
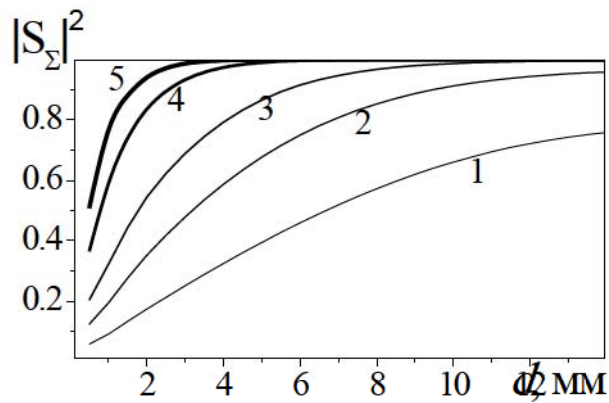
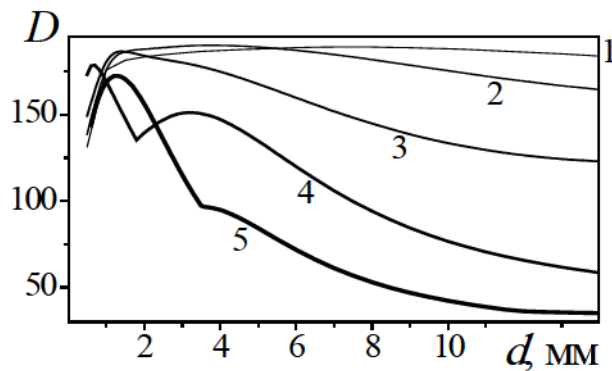


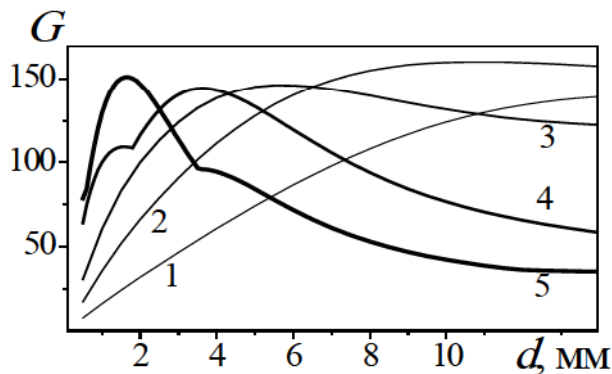
Рис. 3.12. Зависимость угла отклонения максимума диаграммы направленности щели от ее электрической длины при $d = 4$ мм, $x_0 = 2$ мм, $\lambda = 32$ мм.



а)



б)



в)

Рис. 3.13. Зависимости коэффициентов излучения (а), направленного действия (б) и усиления (в) щели $l = 1500$ мм от ширины щели d при $\lambda = 32$ мм ($l/\lambda = 46.8$) и значениях x_0 : 1 – $x_0 = 1$ мм; 2 – $x_0 = 1.5$ мм; $x_0 = 2$ мм; 4 – $x_0 = 3$ мм; 5 – $x_0 = 4$ мм.

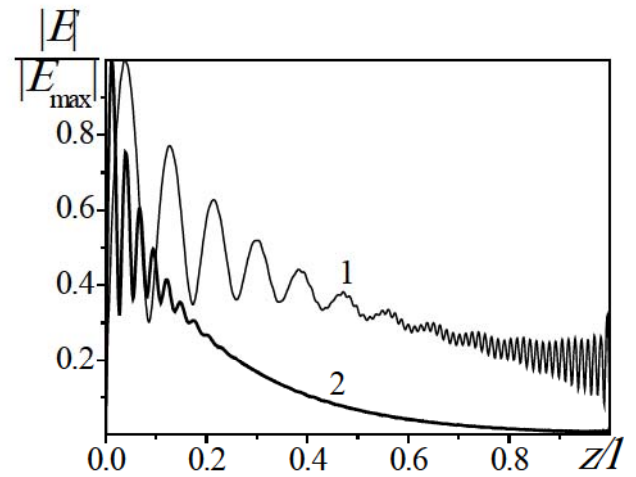


Рис. 3.14. Амплитудные распределения электрического поля в щели при $d = 10$ мм, $x_0 = 1.5$ мм, $\lambda = 32$ мм:

1 – $l = 46.8\lambda$; 2 – $l = 62.5\lambda$.

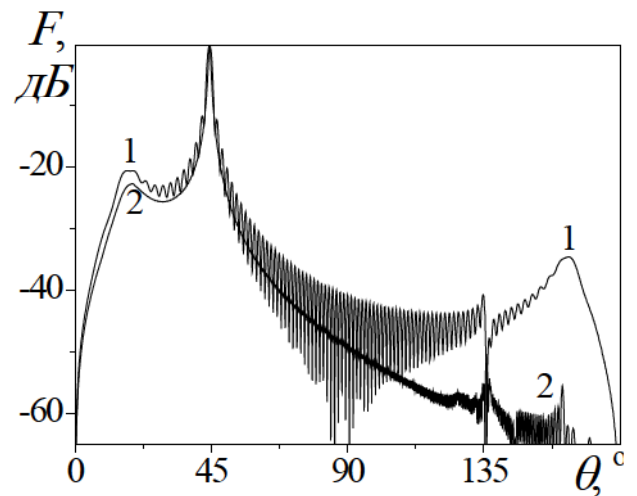


Рис. 3.15. Диаграмма направленности щели при $d = 10$ мм, $x_0 = 1.5$ мм, $\lambda = 32$ мм: 1 – $l = 46.8\lambda$; 2 – $l = 62.5\lambda$

определяемый по формуле (3.8) равен $\theta_{\max} = 40.5^\circ$.

Щели, электрическая длина которых $l > 50\lambda$, могут излучать более 90% падающей на них мощности. Коэффициент направленного действия с ростом длины антенны от 50λ до 100λ возрастает от $\approx (30 \div 40)\%$, а ширина диаграммы направленности $\Delta\theta$ уменьшается почти в 2 раза. Коэффициент излучения достигает единицы. При дальнейшем увеличении l/λ (свыше 100) происходит замедление роста зависимости $D = f(l/\lambda)$. Изменение электрической длины антенны от 100λ до 150λ приводит к уменьшению ширины главного лепестка диаграммы направленности только на (9-11)% (рис. 3.16а, б). Для иллюстрации вида амплитудного распределения и диаграммы направленности на рис. 3.17а,б представлены соответствующие зависимости для щели длиной 150λ . Особенностью диаграммы направленности такой антенны является существенное уменьшение дальних боковых лепестков и незначительное уменьшение ближнего лепестка (сравнить диаграммы направленности на рис. 3.15 и рис. 3.17).

Для выделенного нами *третьего* типа щелевых излучателей характерно то, что длины щелей и длины волн в свободном пространстве и в волноводе таковы, что области гармоник с $p_{\max}$ и $q_{\max}$ сливаются в одну, (гармоники с максимальными амплитудами, возбужденные в щели, располагаются рядом) и в раскрыве антенны формируется спадающее к краям амплитудное распределение с небольшими осцилляциями, связанными с числом $p_{\max}$. Это возможно как для щелей с небольшой электрической длиной, так и, что особенно показательно, для щелей длиной порядка 50λ и более. Такое распределение можно получить, например, при $\lambda = 32\text{мм}$ в щели с длиной $l = 3\lambda$ на волноводе $23 \times 10\text{мм}^2$ (рис. 3.3а), в которой наибольшие амплитуды имеют гармоники с номерами 3, 4, 5, 6, 7 (рис. 3.2а). Вклад остальных гармоник составляет меньше 10%. Диаграмма направленности в этом случае оказывается однолучевой с уровнем боковых лепестков менее -20дБ. Такая же ситуация наблюдается, например, и для щели с $l = 6.1\lambda$, $d = 5\text{мм}$, $x_0 = 5.7\text{мм}$ при $\lambda = 24\text{мм}$. Амплитудные распределения и диаграммы

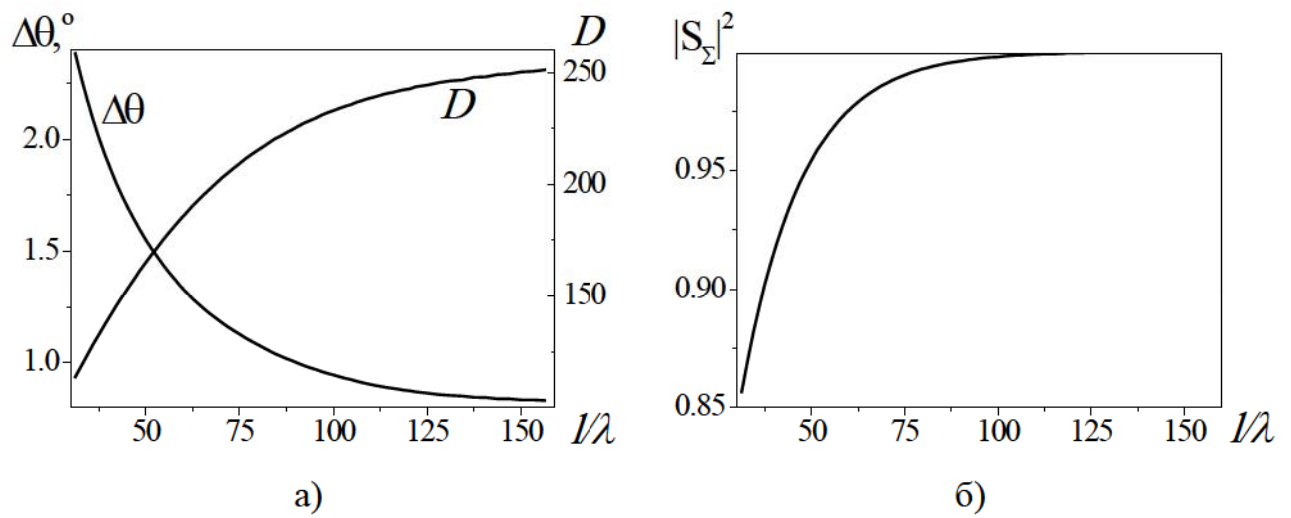


Рис. 3.16. Зависимости коэффициента направленного действия D и ширины главного лепестка диаграммы направленности $\Delta\theta$ (а) и коэффициента излучения (б) щелевого излучателя от его электрической длины l/λ .

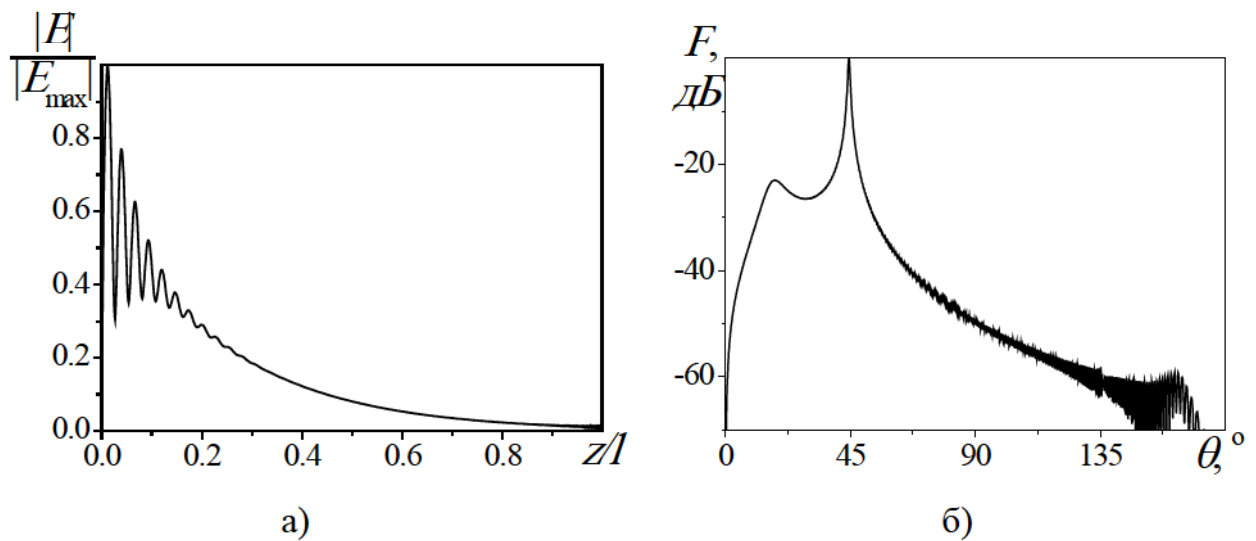


Рис. 3.17. Амплитудное распределение электрического поля в щели (а) и диаграмма направленности (б) излучателя длиной 150λ при $d = 10$ мм, $x_0 = 1.5$ мм, $t = 1$ мм, $\lambda = 32$ мм.

направленности для таких щелей приведены соответственно на рис. 3.18а и рис. 3.18б. Направление максимумов ДН, рассчитанных по обобщенному методу наведенных МДС и по формуле (3.8) отличаются друг от друга менее, чем на 2%.

Спадающее к краям щелевого излучателя амплитудное распределение поля в длинных продольных щелях легко реализовать, если щель располагать в стенках сверхразмерных волноводов в случаях, когда $\lambda / \lambda_g \rightarrow 1$. При этом щель возбуждается волной H_{10} (λ_g соответствует волне H_{10}).

На рис. 3.19а представлены амплитудные распределения поля в щелях на разных волноводах: $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$ (кривая 1); $a \times b = 72 \times 10 \text{ мм}^2$ (кривая 2). На рис. 3.19б приведены соответствующие им диаграммы направленности. В раскрывах обеих антенн сформировалось спадающее к краям щели амплитудное распределение с небольшими осцилляциями первого типа. Амплитуда осцилляций уменьшается при увеличении электрической длины щели и для антенны длиной $l = 50\lambda$ максимальная амплитуда осцилляций составляет не более 5 %. Диаграмма направленности каждой из щелей оказывается прижатой к продольной оси антенны, а отклонение их максимумов, рассчитанные по формуле (3.8) и по обобщенному методу наведенных магнитодвижущих сил, совпадают. В волноводе возникают волны высших типов, но амплитуды их незначительны. Диаграмма направленности второй антенны в интервале длин волн не менее 10% имеет уровень боковых лепестков не выше -24 дБ.

Приведенные выше в разделе расчеты характеристик щелей получены при толщине стенки волновода $t = 1 \text{ мм}$. Обычно в работах, посвященных исследованию электрически длинных волноводно-щелевых антенн, толщина стенки волноводов предполагается равной нулю. В работе [66] приближенными методами эквивалентных схем исследуются щели, прорезанные в волноводе с конечной толщиной стенки. Для нахождения поперечной эквивалентной схемы предполагается, что бесконечно длинная продольная щель прорезана несимметрично в широкой стенке прямоугольного волновода (рис. 3.20). В [66] авторы применяют предлагаемую ими модель щелевого излучателя бесконечной длины для расчета

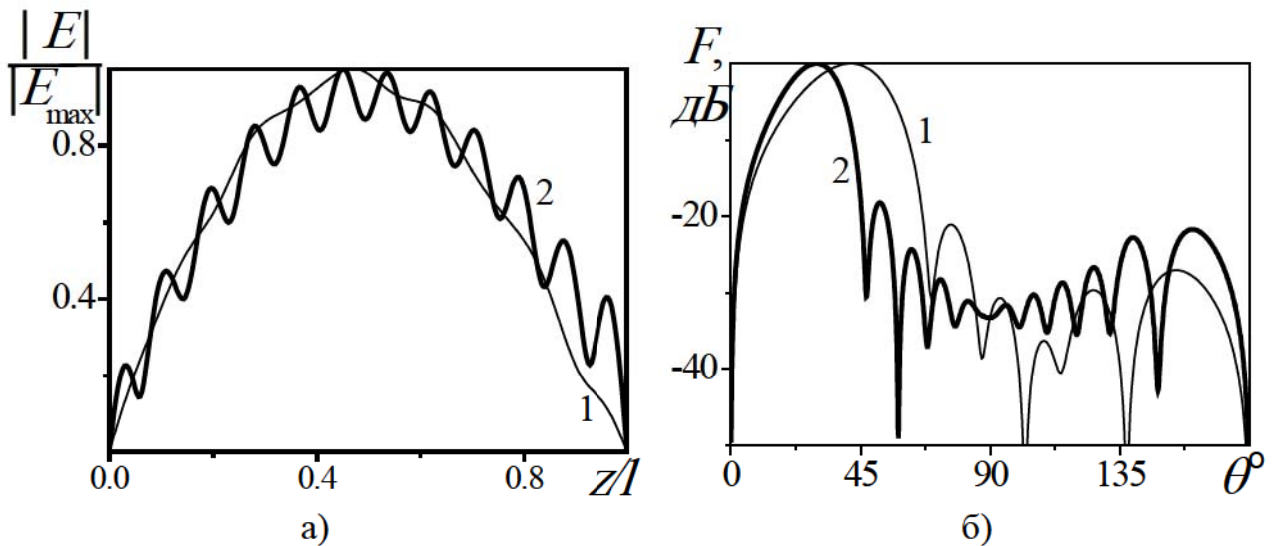


Рис. 3.18. Спадающее к краям амплитудное распределение электрического поля в щели (а) и диаграмма направленности (б) щелей длиной $l = 100$ мм.

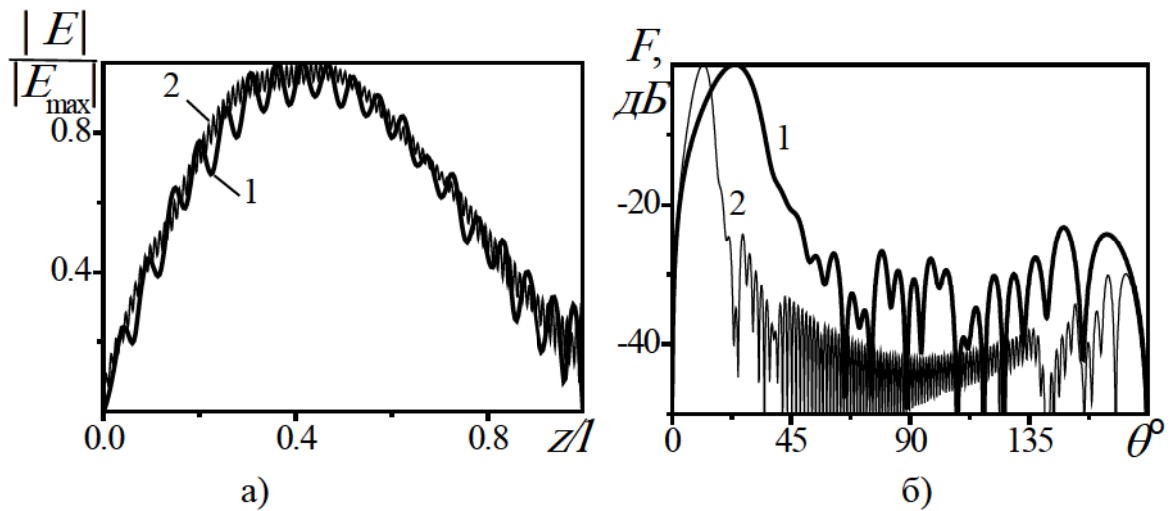


Рис. 3.19. Амплитудное распределение электрического поля в щели (а) и диаграмма направленности (б) щели длиной $l = 10\lambda$ (кривые 1) и щели длиной $l = 50\lambda$ (кривые 2).

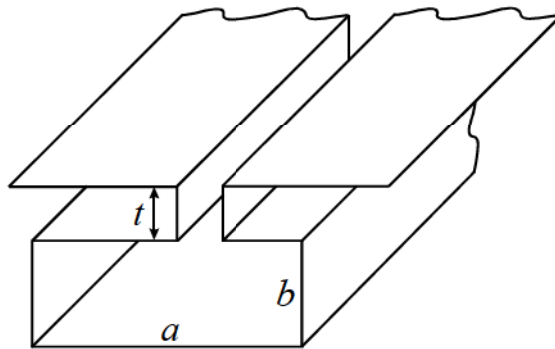


Рис. 3.20. Щель, нагруженная парой параллельных пластин с полубесконечными плоскостями.

диаграммы направленности антенны конечной длины, задав экспоненциально спадающее амплитудное и линейное фазовое распределения в раскрыве щели. На основании полученных в диссертации результатов [А(21, 25, 108)] корректность такого подхода к нахождению ДН щелевого излучателя вызывает сомнения.

Обобщенный метод наведенных магнитодвижущих сил позволяет достаточно строго рассчитать амплитудно-фазовые распределения поля в раскрывах щелей, прорезанных в волноводах с любой толщиной стенок t . Исследования показали, что при $t \cong 0$ коэффициент излучения при всех значениях d максимален (рис. 3.21). С увеличением толщины стенки волновода коэффициент излучения $|S_{\Sigma}|^2$ уменьшается, и степень этого уменьшения сильно зависит от ширины щели d . Увеличение толщины стенки волновода от 0 до 0.03λ приводит к уменьшению коэффициента излучения почти в два раза. С увеличением ширины щели до $d = (0.05 \div 0.12)\lambda$ это изменение составляет 8-12%, а при $d \approx 0.3\lambda$ изменение $|S_{\Sigma}|^2$ незначительно и составляет единицы процентов (рис. 3.21).

В электрически длинных щелях ширина излучателя может составлять $d \approx 0.2\lambda$, но при условии $d \ll l$ решение граничной задачи удовлетворяет требованию наличия в щели только преимущественной поперечной к ребрам щели компоненты электрического поля. При этом увеличение толщины стенки волновода позволяет путем подбора ширины щели d и толщины стенки t реализовать АФР поля в щели, обеспечивающие оптимальные характеристики щели. При заданной длине щели можно подобрать такое значение t , когда щель будет излучать всю падающую на нее мощность (рис. 3.22). Выбором t можно создать также небольшую излучающую систему ($l < 10\lambda$) с коэффициентом излучения близким к 1. Отметим, что при стандартной толщине стенок волновода ($t \approx 1$ мм) такая щель излучает меньше 60% падающей на нее мощности (рис. 3.23).

Таким образом, изменяя толщину стенки волноводов, можно значительно улучшить излучающие свойства щелей (рис. 3.21 – рис. 3.25). Варьируя t , можно изменять также и направленные характеристики щелевых излучателей и оптимизировать параметры электрически длинной щели по коэффициенту направленно-

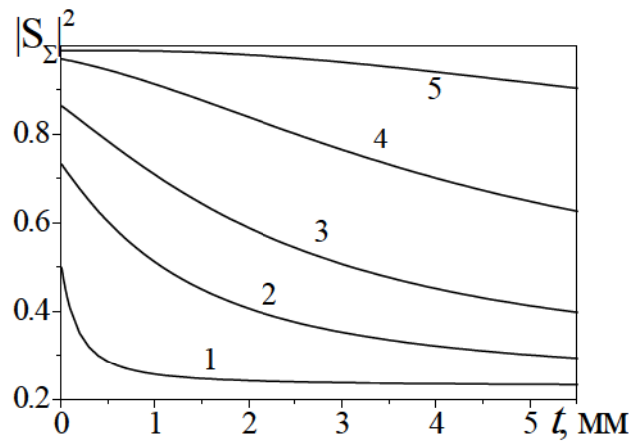


Рис. 3.21. Зависимость коэффициента излучения щели $l = 5\lambda$, $x_0 = 2$ мм, $\lambda = 32$ мм от t при d : 1 – $d = 0.01$ мм (0.0003λ), 2 – $d = 1.0$ мм (0.03λ), 3 – $d = 1.5$ мм (0.04λ), 4 – $d = 4.0$ мм (0.125λ), 5 – $d = 9.6$ мм (0.3λ).

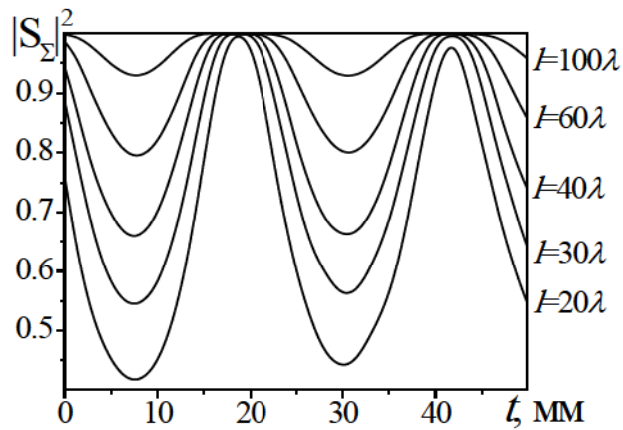


Рис. 3.22. Зависимость коэффициента излучения от толщины стенки волновода для щелей разной длины при $\lambda = 32$ мм, $d = 5$ мм, $x_0 = 2$ мм.

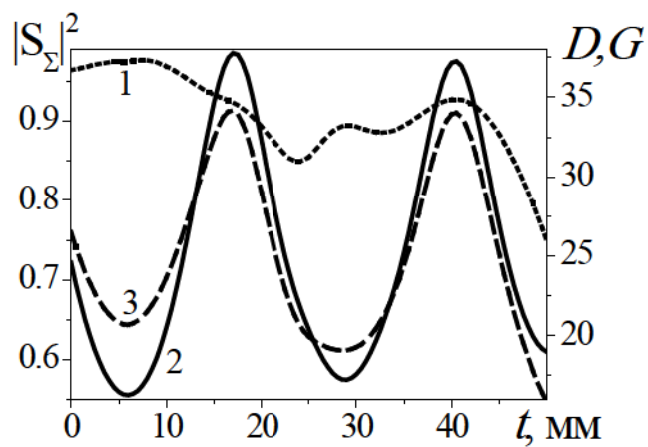


Рис. 3.23. Зависимость энергетических параметров щели $l = 10\lambda$, $d = 10$ мм, $x_0 = 2$ мм, $\lambda = 32$ мм от t : 1 – КНД; 2 – коэффициент излучения; 3 – КУ.

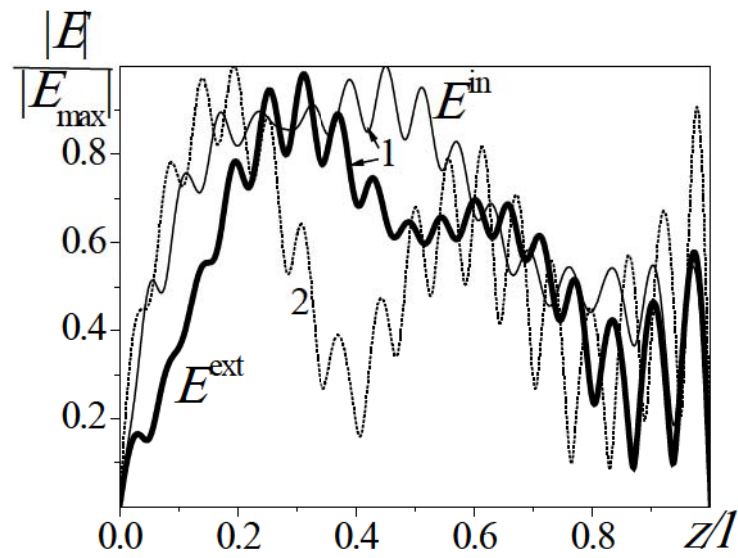


Рис. 3.24. Амплитудное распределение электрического поля в щели $l = 10\lambda$, $d = 10$ мм, $x_0 = 2$ мм, $\lambda = 32$ мм при t : 1 – $t = 18.5$ мм; 2 – $t = 1$ мм.

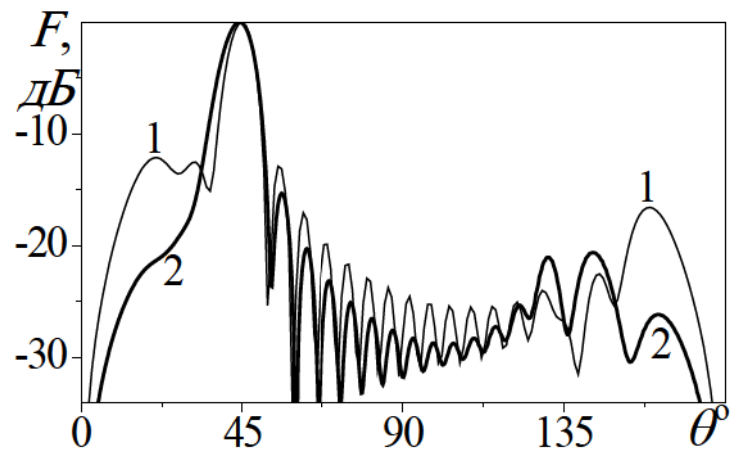


Рис. 3.25. Диаграммы направленности щели $l = 10\lambda$, $d = 10$ мм, $x_0 = 2$ мм $\lambda = 32$ мм при t : 1 – $t = 1$ мм; 2 – $t = 18.5$ мм.

го действия и коэффициенту усиления (рис. 3.23).

Это объясняется тем, что подбором толщины стенки волновода можно существенно улучшить функцию распределение поля (уменьшить осцилляции) в щели и, следовательно, улучшить ее диаграмму направленности. Так, например, на рис. 3.24 представлены амплитудные распределения поля E^{in} и E^{ext} соответственно на поверхностях щели со стороны волновода S_1 и внешнего пространства S_2 , а на рис. 3.25 приведена диаграмма направленности щели с $l = 10\lambda$ при оптимальной толщине стенки волновода $t = 18.5\text{ мм}$. Для сравнения на рис. 3.24 (кривая 2) представлено амплитудное распределение поля E^{ext} в такой щели для случая $t = 1\text{ мм}$, а на рис. 3.25 – ее диаграмма направленности. Для щели со слабо осциллирующем амплитудным распределением (рис. 3.24) уровень боковых лепестков ДН уменьшается (рис. 3.25, кривая 2), коэффициент излучения возрастает, достигая даже для сравнительно короткой ($l = 10\lambda$) щели величины 0.98.

3.4. Щели в узкой стенке прямоугольного волновода

Использование щелей в узкой стенке волновода позволяет создать двумерные решетки с однолучевой ДН в плоскости, перпендикулярной оси волновода, так как соотношение сторон поперечного сечения обычно близко к 0.5, т.е. появляется дополнительное преимущество применения таких щелей. Продольные щели в узких стенках изучены недостаточно, так как кроме упомянутой работы [60] в литературе отсутствуют какие-либо данные о других исследованиях. Методы, которые применялись в работе [60], приближенные и не позволяют исследовать электродинамические характеристики антенн подобного типа.

Постановка задачи об излучении поля электрически длинной продольной щелью длиной l , прорезанной в узкой стенке конечной толщины прямоугольного волновода (рис. 3.1) аналогична постановке задачи о продольной щели в его широкой стенке. Она также может быть решена обобщенным методом наведенных магнитодвижущих сил с использованием полученных выражений (3.1) –

(3.3), что позволяет исследовать направленные свойства и оптимизировать характеристики излучателя.

Проведенные исследования характеристик щелей в узкой стенке волновода в широких пределах значений $l/\lambda = 2 \div 200$, $d/l = 0.0001 \div 0.2$, $t/\lambda = 0 \div 1.0$ показали, что также, как и в случае щели в широкой стенке, существует две области значений V_p в зависимости от номера гармоники p , которые связаны с отношениями l/λ и l/λ_g и при расчете характеристик щели необходимо, прежде всего, учитывать гармоники таких номеров, для которых выполняются условия: $l \cong p\lambda/2$ и $l = q\lambda_g/2$ (рис. 3.26).

Анализ “спектров” гармоник показывает, что выбранный метод расчета позволяет исследовать сколь угодно длинные щели. Зависимости энергетических характеристик такого излучателя от параметров щели и волновода во многом схожи с аналогичными характеристиками излучателя, прорезанного в широкой стенке. Однако есть и существенные отличия, особенно в формировании ДН.

Зависимости $|S_\Sigma|^2(l/\lambda)$ представляют собой множество резонансов, слабо зависящих от координаты y (рис. 3.27). Для очень узких щелей с $d/l = 0.001$ и небольших электрических длин (меньше 10λ) резонансы наблюдаются строго при значениях $l \cong p\lambda/2$. При этом коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2$ не превышает значения 0.5 даже для очень длинных щелей. В этом случае в распределениях (3.1) отличным от нуля является только одна собственная функция с соответствующим номером p . С ростом ширины d количество гармоник, необходимых для представления поля в щели, растёт, резонансные кривые $|S_\Sigma|^2(l/\lambda)$ расширяются и сглаживаются, а величина $|S_\Sigma|^2$ растёт и достигает значения 0.9 для щелей небольших ($l \approx 4\lambda$) длин (рис. 3.27). Коэффициент отражения с ростом d уменьшается от величины близкой к 0.5 (для экспоненциально узких щелей) до значения меньше 0.05, так как происходит взаимная компенсация отраженных волн, обусловленных различными гармониками в распределении поля на щели.

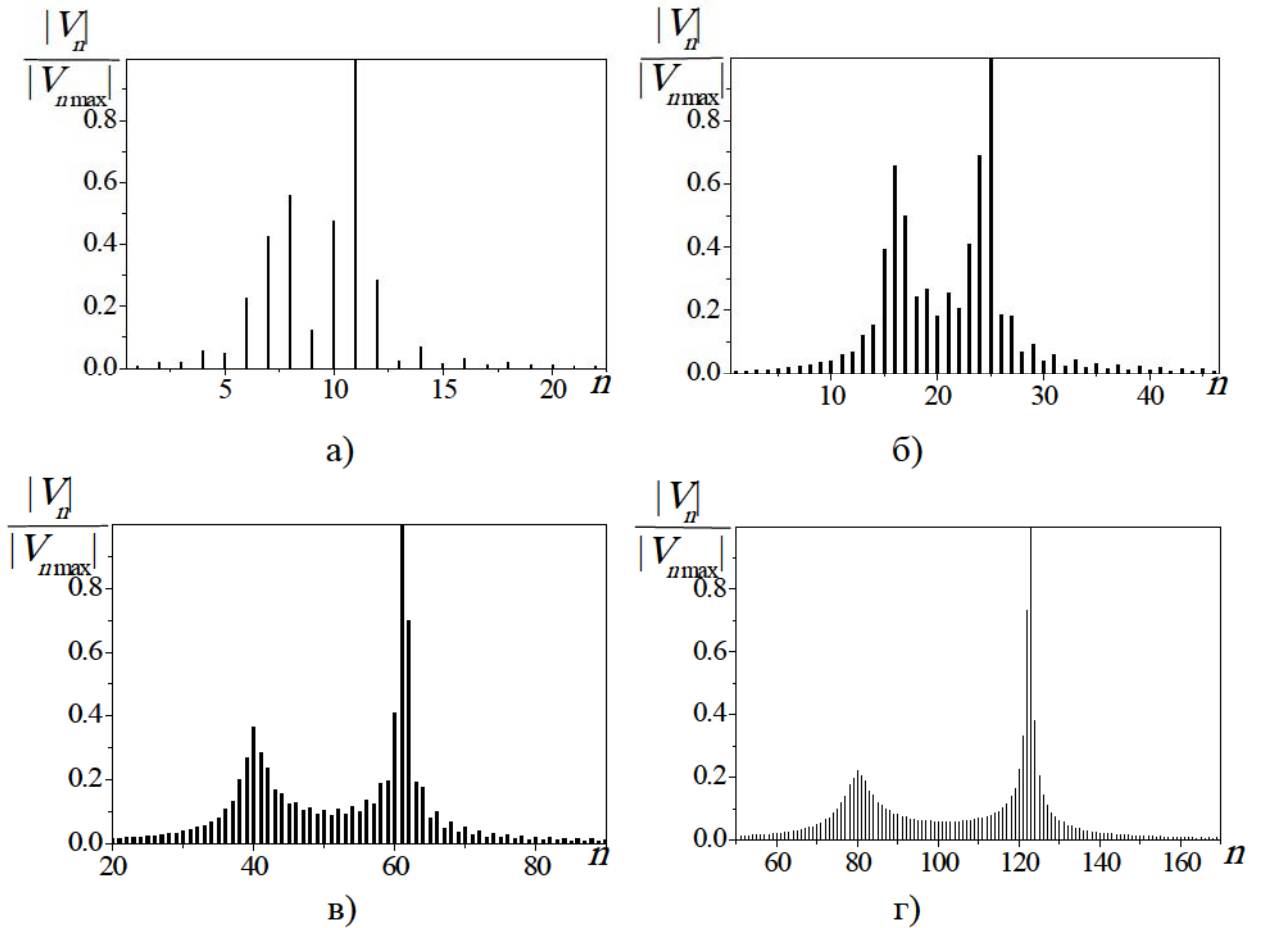


Рис. 3.26. Амплитуды гармоник функции распределения электрического поля в щелях на узкой стенке волновода при $\lambda = 32 \text{ мм}$, $d = 2 \text{ мм}$, $t = 1 \text{ мм}$, $y_0 = 5 \text{ мм}$:
 а) $l = 180 \text{ мм}$ ($l = 5.625\lambda$); б) $l = 400 \text{ мм}$ ($l = 12.5\lambda$); в) $l = 1000 \text{ мм}$ ($l = 31.25\lambda$);
 г) $l = 2000 \text{ мм}$ ($l = 62.5\lambda$).

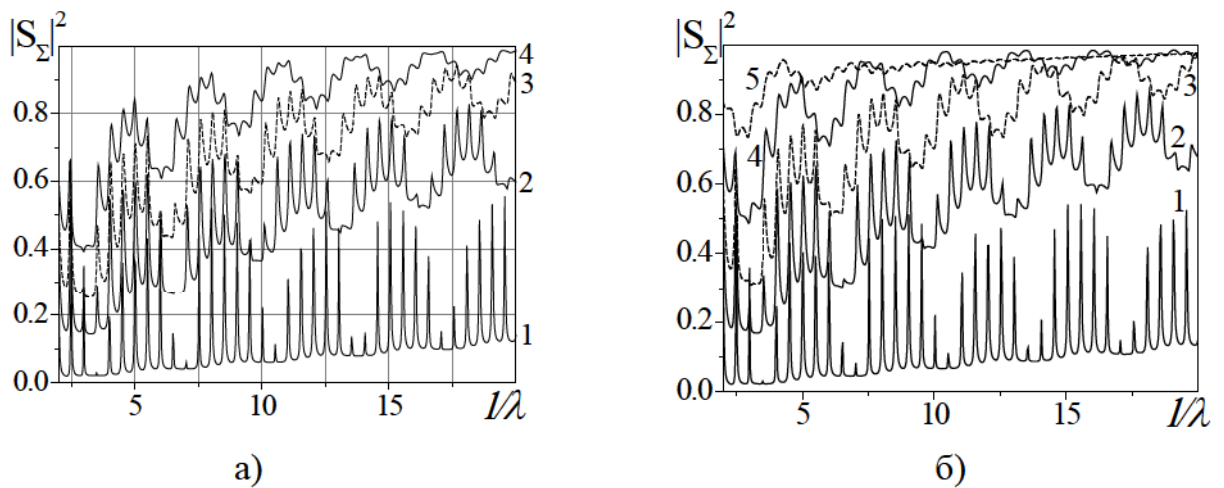


Рис. 3.27. Зависимости коэффициентов излучения щели с $y_0 = 1 \text{ мм}$ (а) и $y_0 = 5 \text{ мм}$ (б) от ее электрической длины l/λ при разной ширине щели: 1 – $d = 0.1 \text{ мм}$; 2 – $d = 0.5 \text{ мм}$; 3 – $d = 1 \text{ мм}$; 4 – $d = 2 \text{ мм}$; 5 – $d = 5 \text{ мм}$.

Таким образом, можно создать щелевой излучатель с коэффициентом излучения, близким к 0.98 и с коэффициентом отражения не выше 0.02. Но подобная щель может иметь разный вид амплитудного распределения поля на своей апертуре (рис. 3.28) и при почти 100% излучении мощности не обязательно будет формировать «хорошую» диаграмму направленности (рис. 3.29), то есть однолучевую ДН, у которой уровень боковых лепестков составляет не более значения 0.2 от величины главного лепестка. (Диаграммам направленности на рис. 3.29 соответствуют амплитудные распределения поля в щелях, представленные на рис. 3.28, гармоники которых приведены на рис. 3.26). Отметим, что амплитудные распределения поля даже в щелях с $l > 50\lambda$ сильно осциллирующие и совсем не похожи на зависимости типа $E \sim e^{-\alpha z}$. Здесь также имеется два типа осцилляций: один тип связан с номером p , который определяется условием $l \cong p\lambda/2$, а второй обусловлен наличием двух областей в “спектре” амплитуд гармоник и приводящих к модуляции распределения поля в раскрыве излучателя.

При неизменных длине щели l/λ , значениях λ и t изменение ширины d приводит к изменению амплитудного распределения поля в щели и формы диаграммы направленности (рис. 3.30, рис. 3.31). Низкий уровень боковых лепестков диаграммы направленности ($\approx 20\%$) отмечается только для очень узких щелей ($d \approx 0.003\lambda$) (рис. 3.31a). Но следует отметить, что узкие щели мало излучают (рис. 3.27) и наилучшая диаграмма направленности наблюдается при таких значениях l/λ , которые соответствуют минимальным значениям $|S_\Sigma|^2$.

Таким образом, длинные продольные щели, прорезанные в узкой стенке стандартной толщины t прямоугольного волновода, формируют диаграмму направленности с недопустимо большими уровнями боковых лепестков. В то же время можно провести поиск оптимальных диаграмм направленности и энергетических коэффициентов посредством выбора определенных соотношений для l/λ , d/λ , t/λ , ε^{in} , ε^v и ε^{ext} при работе щелевого излучателя в широкой полосе частот (как в одномодовом, так и в многомодовом режимах).

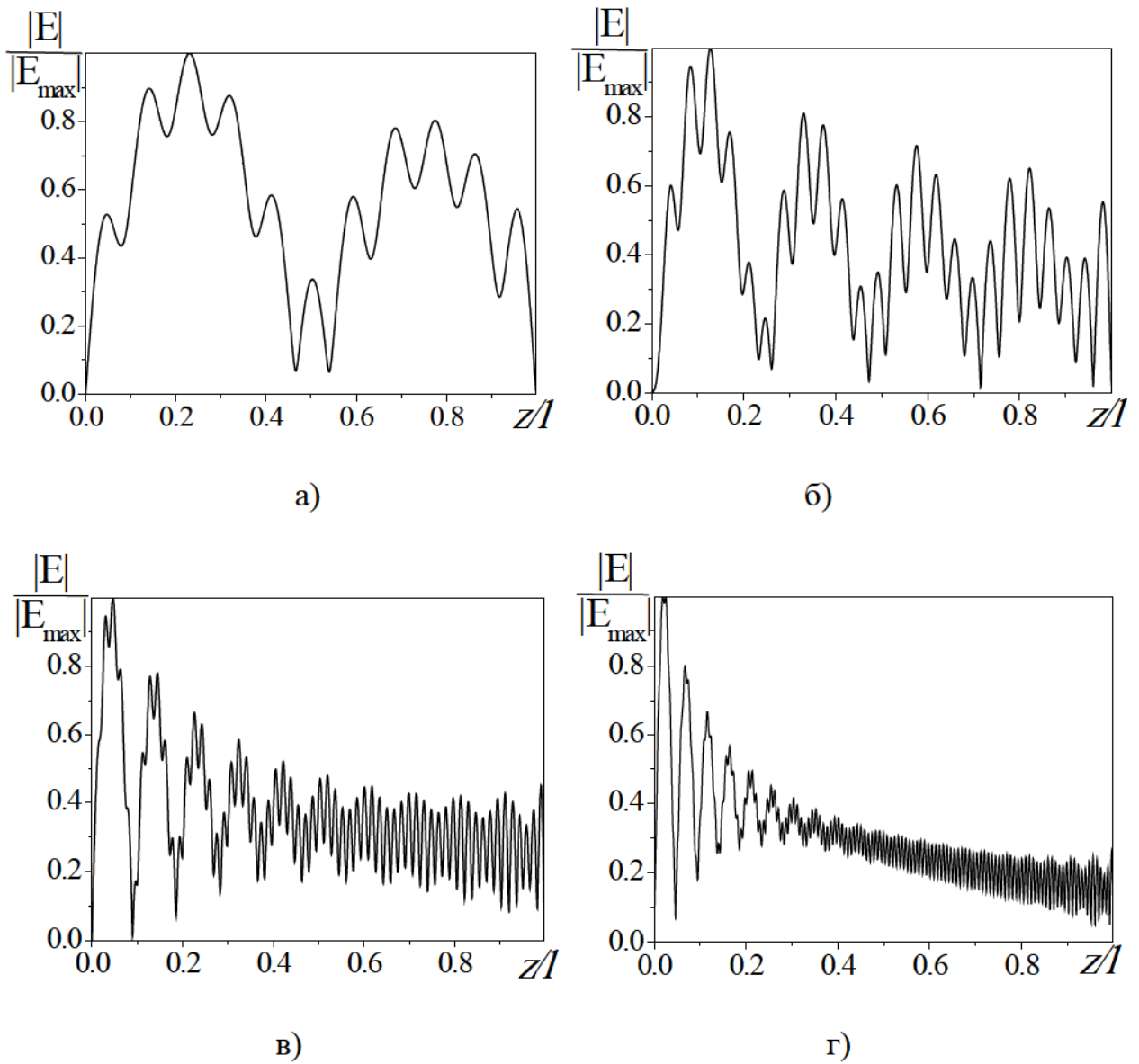
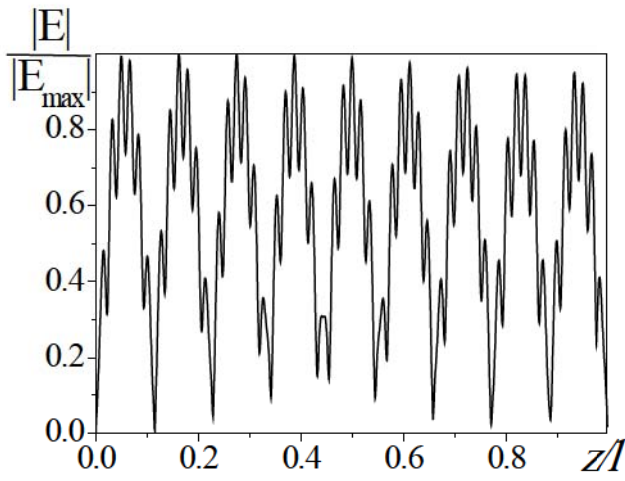
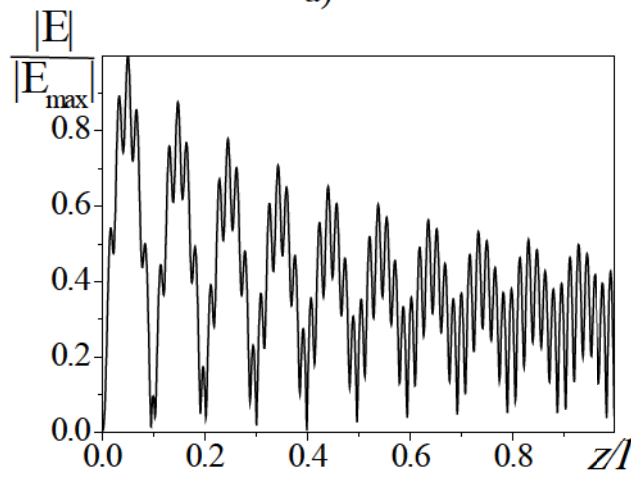


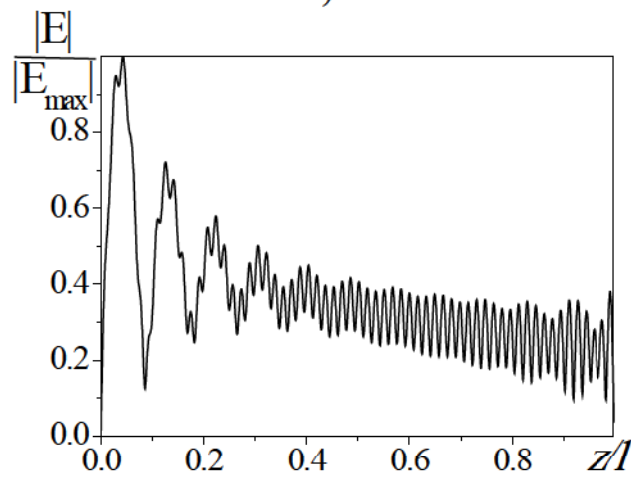
Рис. 3.28. Амплитудные распределения электрического поля в щелях разных длин при $\lambda = 32 \text{ мм}$, $d = 2 \text{ мм}$, $t = 1 \text{ мм}$, $y_0 = 5 \text{ мм}$: а) $l = 180 \text{ мм}$ ($l = 5.625\lambda$); б) $l = 400 \text{ мм}$ ($l = 12.5\lambda$); в) $l = 1000 \text{ мм}$ ($l = 31.25\lambda$); г) $l = 2000 \text{ мм}$ ($l = 62.5\lambda$).



а)



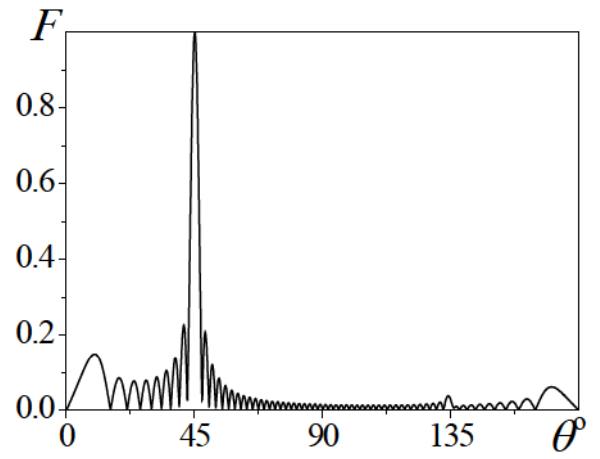
б)



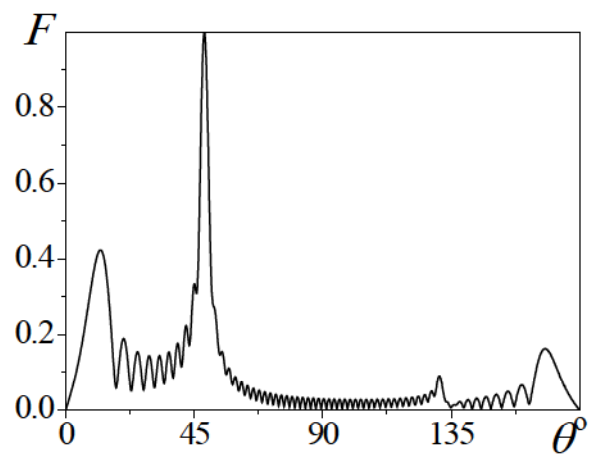
в)

Рис. 3.30. Амплитудные распределения электрического поля в щели $l = 1000$ мм ($l/\lambda = 31.25$), $t = 1$ мм при d :

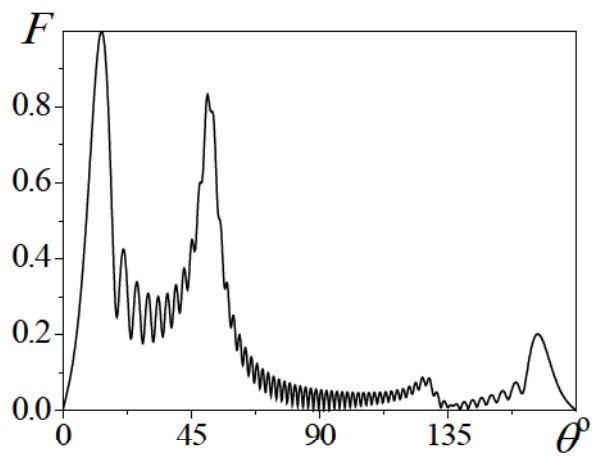
а) $d = 0.1$ мм; б) $d = 1$ мм; в) $d = 3$ мм.



а)



б)



в)

Рис. 3.31. Диаграммы направленности щели $l = 1000$ мм ($l/\lambda = 31.25$), $t = 1$ мм при d :

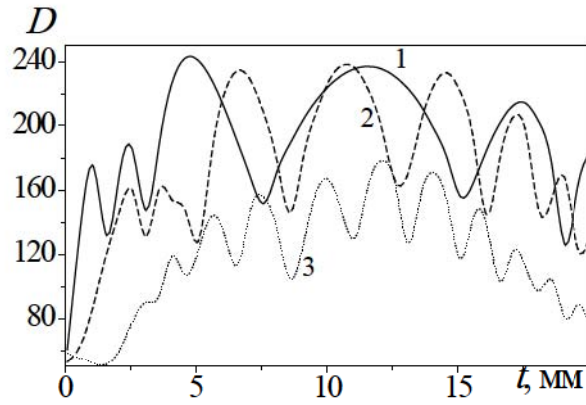
а) $d = 0.1$ мм; б) $d = 1$ мм; в) $d = 3$ мм.

Исследования показали, что для узких щелей изменение толщины стенки от 0 до $t/\lambda = 0.6$ вызывает изменение коэффициента излучения от максимального значения $|S_{\Sigma}|^2 \approx 0.9$ до $|S_{\Sigma}|^2 \approx 0.2$. С увеличением ширины щели зависимость коэффициента излучения от толщины стенки становится слабой (рис. 3.32б).

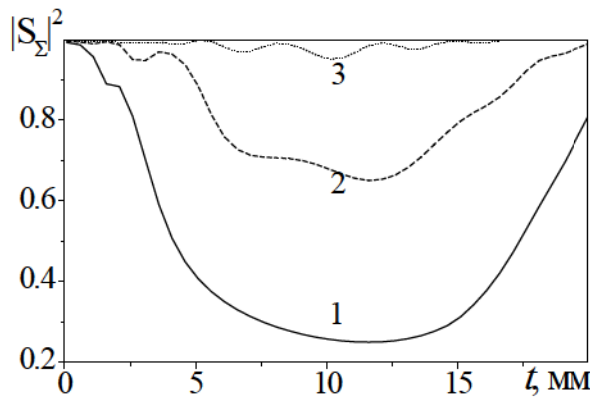
С увеличением толщины стенки волновода сильно изменяется коэффициент направленного действия и, естественно, коэффициент усиления. Минимальные значения коэффициента направленного действия отмечаются для щелей, расположенных в стенках с малой толщиной t (рис. 3.32а). Путем увеличения толщины стенки волновода можно повысить КНД щелевого излучателя в $2 \div 4$ раза (рис. 3.32а). Предлагаемый в работе модифицированный обобщенный метод наведенных МДС позволяет впервые рассчитать зависимости коэффициентов усиления от толщины щели и определить, какими нужно выбирать значения d и t при заданной величине l для создания антенны с максимально возможным излучением и минимальной величиной боковых лепестков (рис. 3.32в, рис. 3.33).

Исследования энергетических характеристик щелевого излучателя от высоты волновода показали, что в случае волновода с «толстыми» стенками увеличение высоты волновода b от 5 мм до 22 мм ($a = 23$ мм) приводит к изменению КНД почти в 2 раза (рис. 3.34) как за счёт снижения уровня боковых лепестков, так и за счёт уменьшения ширины главного лепестка ДН (рис. 3.35).

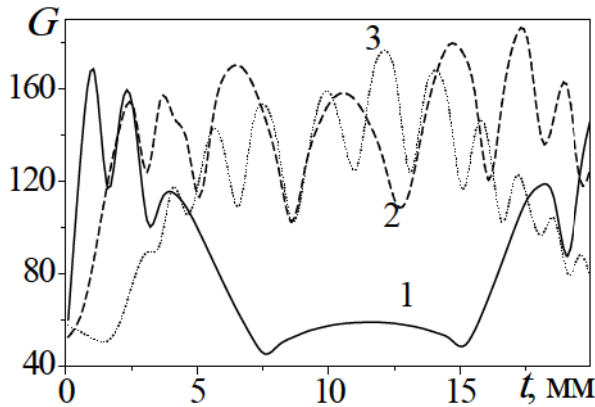
Если увеличение толщины стенки волновода по каким-либо причинам невозможно или сложно технологически, то тогда поиск оптимальных внутренних и внешних характеристик щелевого излучателя может быть осуществлен выбором величин диэлектрических проницаемостей диэлектриков, заполняющих волновод, полость щели или внешнее пространство. При прорезании щелей в волноводах со стандартной толщиной стенки наиболее рациональным является помещение диэлектрика в полость самой щели, так как масса вводимого диэлектрика при этом небольшая. Введение диэлектрика в полость щели позволяет уменьшить уровень боковых лепестков, ширину ДН (рис. 3.36) и увеличить коэффициент направленного действия до 60%. (Для представленной на рис. 3.36 полый



а)



б)



в)

Рис. 3.32. Зависимости коэффициента направленного действия (а), коэффициента излучения (б) и коэффициента усиления (в) щели $l = 2000$ мм ($l = 62.5\lambda$, $\lambda = 32$ мм) от t при d :

1 — $d = 0.5$ мм; 2 — $d = 1$ мм;

3 — $d = 2$ мм.

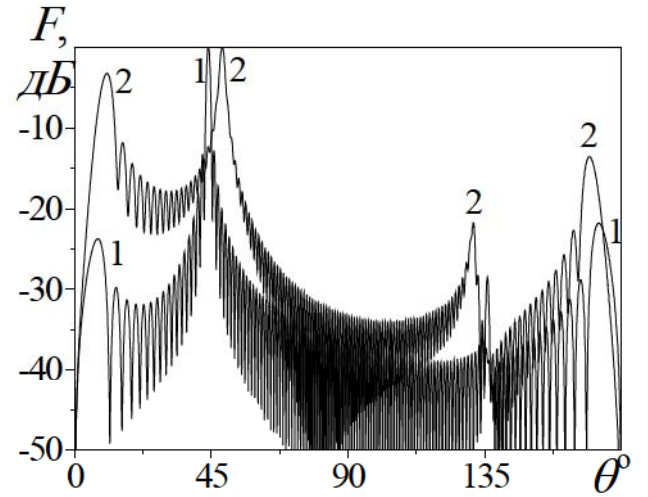


Рис. 3.33. Диаграммы направленности щели $l = 2000$ мм и $d = 1$ мм:

1 — $t = 15$ мм; 2 — $t = 1$ мм.

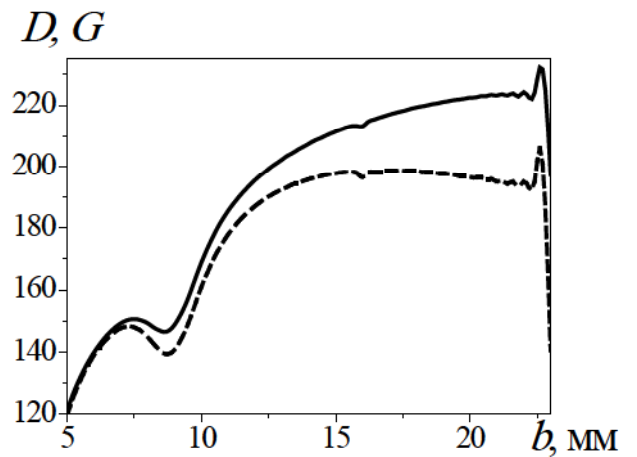


Рис. 3.34. Зависимость коэффициента направленного действия (“—”) и коэффициента усиления (“-----”) щели $l = 2000$ мм ($l = 62.5\lambda$), $d = 2$ мм, $t = 10$ мм, $y_0 = 5$ мм от высоты волновода.

щели КНД=228, для щели, заполненной диэлектриком, КНД=370).

Заполнением внешнего пространства диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε^{ext} можно также существенно улучшить форму ДН и, следовательно, увеличить коэффициент направленного действия и коэффициент усиления антенны. Решение задачи об излучении щелевой антенны, укрытой со стороны внешнего полупространства многослойным диэлектриком с различным значением ε в слоях математически значительно сложнее, чем излучение в полупространство, заполненное однородным диэлектриком. В работах [151-153] отмечается, что излучение из-под диэлектрического укрытия толщиной $0.5 \lambda_\varepsilon$ не будет отличаться от случая излучения антенны в пространство, полностью заполненного диэлектриком с ε^{ext} (поверхностные волны, возникающие на границах диэлектрических слоёв, в работе [151] не учитывались). Проведенные в таком приближении расчеты показали, что с возрастанием ε^{ext} КНД увеличивается. Коэффициент излучения уменьшается и тем сильнее, чем меньше длина щели. Для электрически длинных излучателей с $l \geq 31.25\lambda$ при увеличении ε^{ext} коэффициент излучения остается высоким (рис. 3.37). Подбором ε диэлектрика можно так согласовать характеристики электродинамических объемов, связываемых щелью, что щель будет и «хорошо» излучать и иметь «хорошую» ДН (рис. 3.37, рис. 3.38). Это позволяет получить излучатель с высоким значением КНД (в $3 \div 5$ раз выше, чем при $\varepsilon^{ext} = 1$). Заполнение внешнего пространства диэлектриком с $\varepsilon^{ext} \neq 1$ приводит к отклонению максимума ДН в сторону нормали к поверхности щели по сравнению со случаем, когда $\varepsilon^{ext} = 1$.

Решение задачи повышения КНД и коэффициента усиления волноводно-щелевого излучателя возможно также путем одновременного заполнения полости щели и пространства над щелью диэлектриками (рис. 3.39). При этом уровень боковых лепестков в диаграмме направленности не превышает -20дБ практически во всем рабочем диапазоне волновода (рис. 3.40). (Отметим, что представленная кривой 1 на рис. 3.40 ДН имеет ширину главного лепестка такую же, как и антенна с размерами в два раза больше при значениях диэлектрических

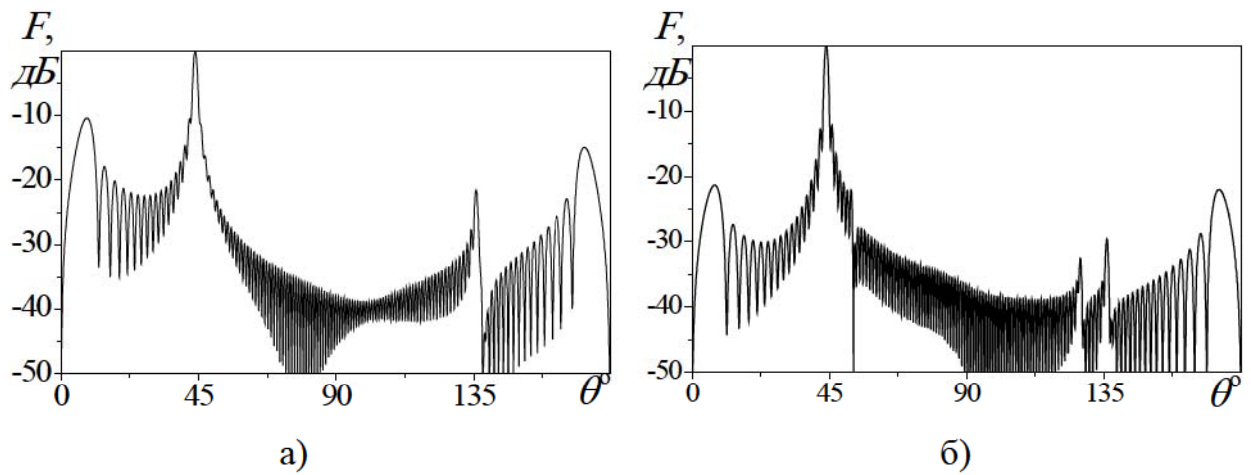


Рис. 3.35. Диаграмма направленности щелевого излучателя длиной $l = 2000$ мм ($l = 62.5\lambda$), $d = 2$ мм, $t = 10$ мм, $y_0 = 5$ мм, расположенного в узкой стенке волновода сечением: а) $a \times b = 23 \times 10$ мм², б) $a \times b = 23 \times 20$ мм².

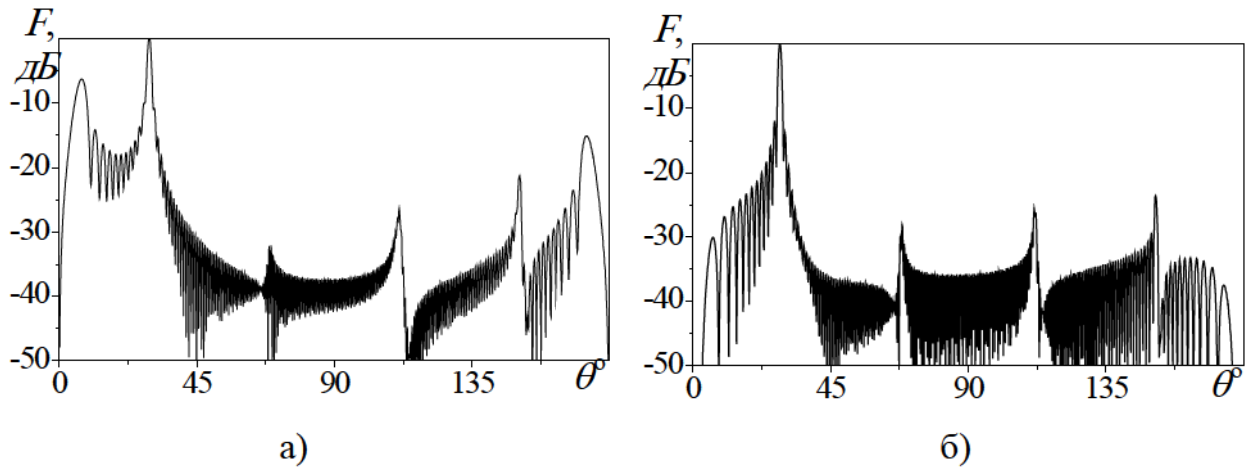


Рис.3.36. Диаграмма направленности щели длиной $l = 100\lambda$, $d = 1$ мм, $t = 1$ мм, $\lambda = 32$ мм: а) ДН пустой щели; б) ДН щели, заполненной диэлектриком с $\epsilon^v = 1.4$.

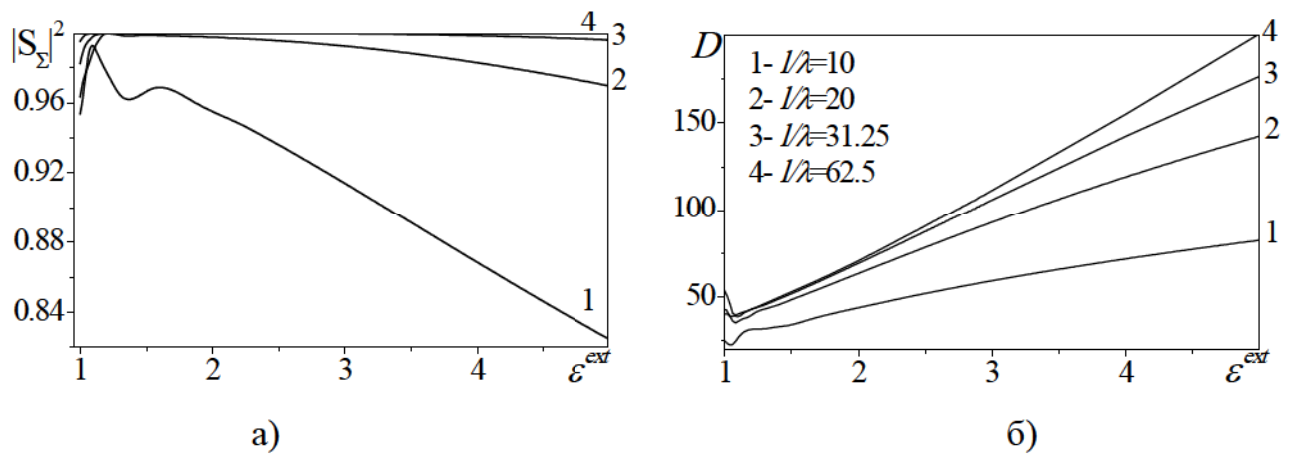


Рис. 3.37. Зависимость коэффициента излучения (а) и КНД (б) от ϵ^{ext} для щелей с различной длиной при $\epsilon^v = \epsilon^{in} = 1$, $t = 1$ мм, $\lambda = 32$ мм, $d = 2$ мм.

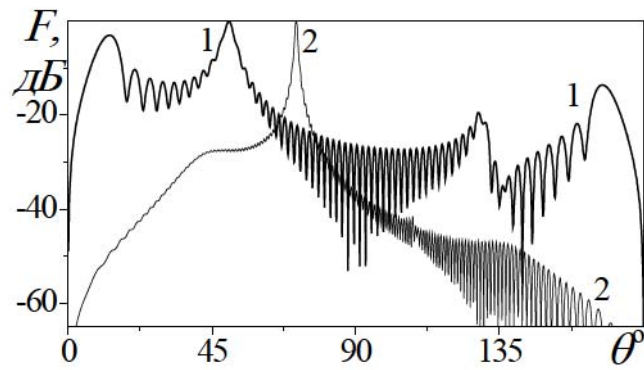


Рис. 3.38. Диаграммы направленности щели $l = 1000 \text{ мм}$ ($l = 31.25\lambda$), $d = 2 \text{ мм}$,

$t = 1 \text{ мм}$, $y_0 = 5 \text{ мм}$ при ε^{ext} : 1 – $\varepsilon^{ext} = 1$; 2 – $\varepsilon^{ext} = 5$.

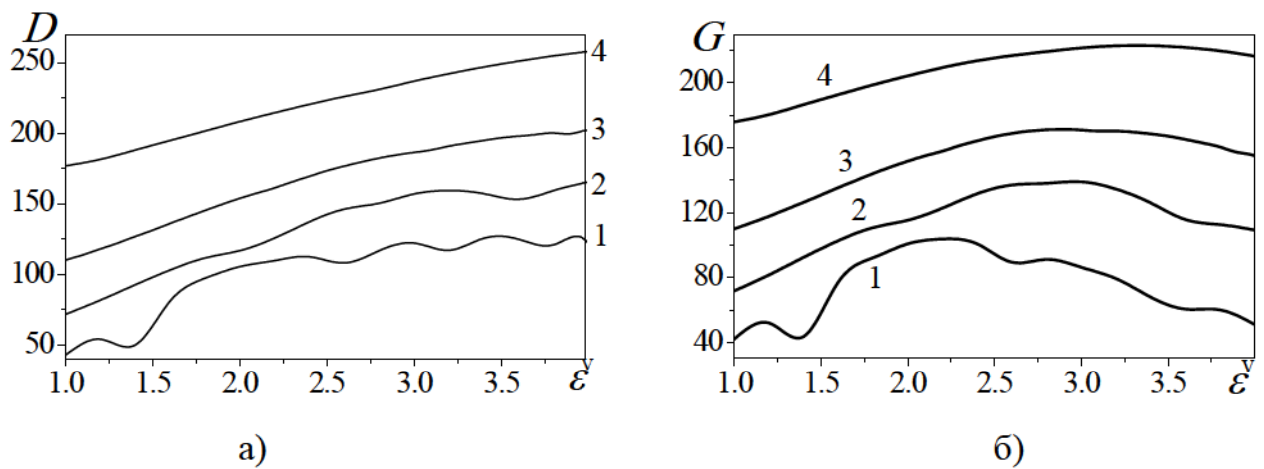


Рис. 3.39. Зависимости коэффициента направленного действия (а) и коэффициен-

та усиления (б) для щели $l = 1000 \text{ мм}$ ($l = 31.25\lambda$) от ε^v диэлектрика в полости

щели при ε^{ext} : 1 – $\varepsilon^{ext} = 1$; 2 – $\varepsilon^{ext} = 2$; 3 – $\varepsilon^{ext} = 3$; 4 – $\varepsilon^{ext} = 4$.

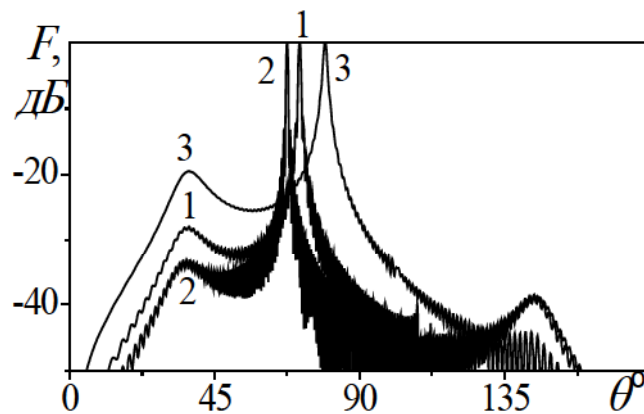


Рис. 3.40. Диаграммы направленности щели $l = 1000 \text{ мм}$ при $\varepsilon^v = 3.3$, $\varepsilon^{ext} = 5$ и

значениях λ : 1 – $\lambda = 32 \text{ мм}$ ($l = 31.25\lambda$); 2 – $\lambda = 24 \text{ мм}$; 3 – $\lambda = 41 \text{ мм}$.

проницаемостей $\varepsilon^v = \varepsilon^{ext} = \varepsilon^{in} = 1$. Но последняя в случае полых электродинамических объемов имеет недопустимо большой уровень боковых лепестков).

Таким образом, введение диэлектриков в объёмы “*ext*”, “*in*” и “*v*” позволяет на основе электрически длинной продольной щели создать антенну с оптимальными излучающими и направленными характеристиками. При этом в полосе длин волн с двукратным перекрытием ДН может практически не ухудшаться.

Исследование характеристик электрически длинных щелей в полосе частот показало, что в длинных продольных щелях, прорезанных в узкой стенке волновода и возбуждаемых бегущей в волноведущей системе волной, можно получить амплитудное распределение поля, спадающее к краям щели. Такой тип антенн уже был рассмотрен в предыдущем подразделе, в котором исследовались длинные продольные щели, расположенные в широкой стенке прямоугольного волновода.

Если длина щели, размер волновода и длины волн, распространяющиеся в волноводе и в свободном пространстве, таковы, что номера гармоник p и q располагаются рядом (две области сливаются в одну (рис. 3.26а)), тогда амплитудное распределение, представляемое таким набором гармоник, оказывается спадающим к краям щели. Если необходимо получить узкие диаграммы направленности и используются длинные щели с $l/\lambda > 10$, то одну область в спектре амплитуд собственных функций можно реализовать сближением λ_g и λ , то есть $q/p \rightarrow 1$ и $\lambda/\lambda_g \rightarrow 1$. Это можно реализовать, во-первых, путем уменьшения рабочей длины волны для данного волновода, а, во-вторых, изменением критической длины волны (изменением поперечных электрических размеров волновода). Последнее означает работу в многомодовом режиме в сверхразмерном волноводе (рис. 3.41 – рис. 3.44). С ростом величины l/λ амплитуды осцилляций в спадающем к краям щели амплитудном распределении, количество которых определяется числом полуволн волны, распространяющейся в свободном пространстве, уменьшаются. Максимумы ДН прижимаются к оси волновода и соответствуют

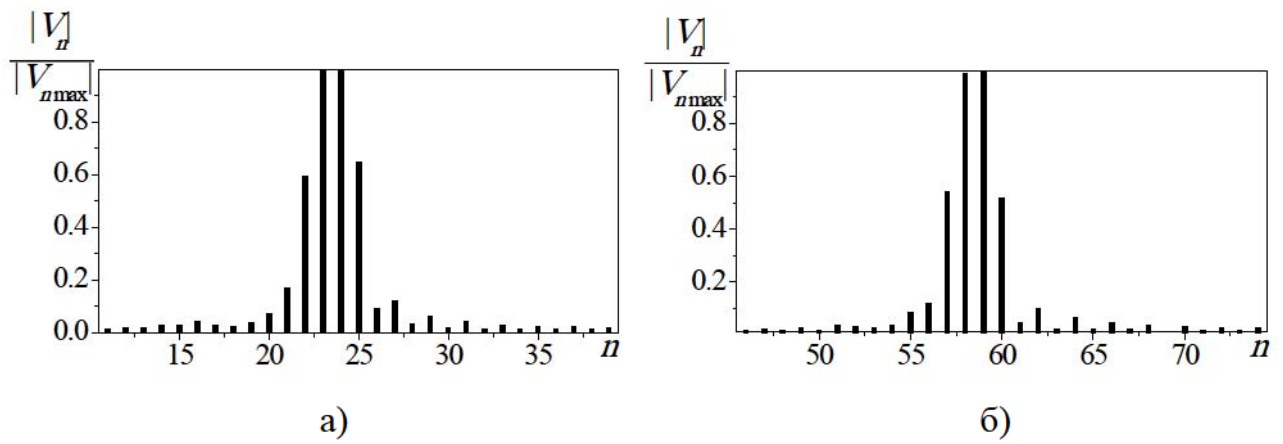


Рис. 3.41. Амплитуды гармоник функции распределения электрического поля в щелях с $d = 5\text{мм}$, $t = 1\text{мм}$ при $l = 12.27\lambda$, $\lambda = 16.3\text{мм}$ (а) и $l = 30\lambda$, $\lambda = 10.1\text{мм}$ (б).

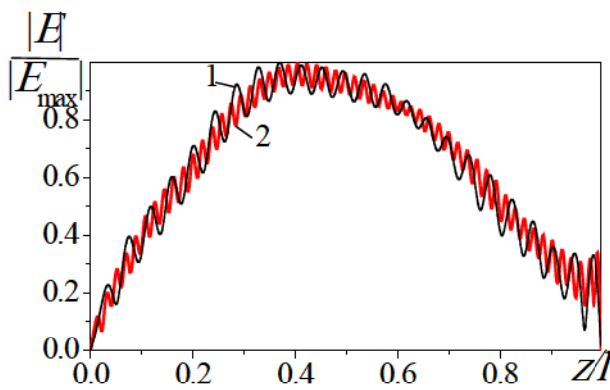


Рис. 3.42. Амплитудные распределения электрического поля в щелях с $d = 5\text{мм}$, $t = 1\text{мм}$ при: 1 – $l = 12.27\lambda$, $\lambda = 16.3\text{мм}$; 2 – $l = 30\lambda$, $\lambda = 10.1\text{мм}$.

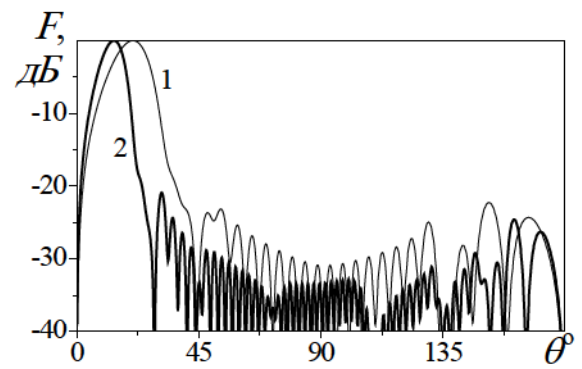


Рис. 3.43. Диаграммы направленности щелей с $d = 5\text{мм}$, $t = 1\text{мм}$ при: 1 – $l = 12.27\lambda$, $\lambda = 16.3\text{мм}$; 2 – $l = 30\lambda$, $\lambda = 10.1\text{мм}$.

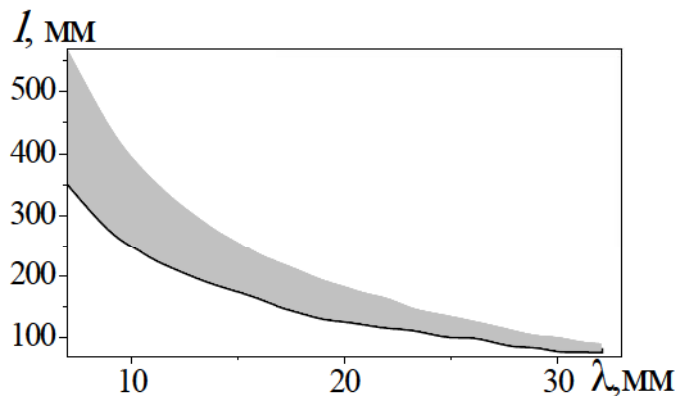


Рис. 3.44. Область значений l и λ , при которых реализуется спадающее к краям амплитудное распределение, $|S_{\Sigma}|^2 > 0.7$ и уровень боковых лепестков ДН $\delta_{sidelobe} < -14\text{дБ}$ для щелей с $d = 5\text{мм}$, $t = 1\text{мм}$ в волноводе $a \times b = 23 \times 10\text{мм}^2$.

значению θ_m , определяемом по формуле $\cos \theta_m = \lambda / \lambda_g$, а уровень боковых лепестков не превышает значения -20дБ (рис. 3.43).

Полученные в данном подразделе результаты позволяют предопределить область (рис. 3.44), в которой соотношения между длиной щели в узкой стенке волновода, длиной волны в волноводе и в свободном пространстве таковы, что реализуется тип антенн со спадающим к краям их апертуры амплитудным распределением электрического поля (рис. 3.42).

3.5. Экспериментальные исследования характеристик щелевых излучателей

Обобщенный метод наведенных МДС является численно-аналитическим методом, широко апробированным при решении краевых задач электродинамики и позволяющим достаточно строго провести теоретические исследования частотно-энергетических характеристик щелевых излучателей. И все же несомненный интерес представляет сравнение результатов расчетных и экспериментальных исследований, поскольку при получении основных соотношений, позволивших решить внутреннюю и внешнюю задачи для щелевых излучателей, были применены ряд предположений, справедливость и корректность которых требуют обоснования. Так в щелях, прорезанных в стенках волновода, длина излучателя, его ширина и рабочая длина волны связаны неравенствами $d \ll l$, $d \ll \lambda$ и $l > \lambda/2$. Это позволяет считать, что в щели имеется только одна составляющая вектора электрического поля, перпендикулярная к ее оси, и поле в щели не зависит от поперечной координаты. При нахождении поля, излучаемого щелью во внешнее полупространство, не учитывалась дифракция электромагнитных волн на ребрах прямоугольного волновода, то есть предполагалось, что щель по отношению к внешнему пространству располагалась в бесконечной плоскости. Приближениями являются также не учет потерь в диэлектриках, заполняющих полость щели, волновод и внешнее полупространство, а также применение вол-

новода с идеально проводящими стенками. При конструировании реальных волноводно-щелевых антенн, работающих в различных частотных диапазонах, одномодовых и многомодовых (сверхразмерных) волноводах, соотношение между длиной и шириной щели и рабочей длиной волны могут сильно изменяться. Например, при уменьшении рабочей длины волны λ соотношение d/λ может иметь значение $0.1 \div 0.3$. В этих случаях решение задачи в предположении о неизменности поля поперек щели для излучателей, длины которых сравнимы с λ , может вызывать сомнения. Напомним, что в наших работах при исследовании щелей длиной $l \leq 0.7\lambda$ отмечалась корректность расчетных и экспериментальных результатов для $d = (0.1 \div 0.2)\lambda$, а в работе Олинера [66] исследовались щелевые антенны в миллиметровом диапазоне волн с отношением ширины щели к ее рабочей длине волны $\sim 0.25 \div 0.35$, при отношении ширины щели к ширине волновода, равным 0.45. Требуют экспериментальной проверки и расчетные характеристики щелей, прорезанных в сверхразмерных волноводах. Использование длинной продольной щели в сверхразмерных волноводах в качестве антенны представляется практически более выгодным, чем обычно применяемые многощелевые антенные решетки, поскольку, изготовление последних в миллиметровом диапазоне волн оказывается технологически значительно сложнее.

В этой связи приведем некоторые результаты расчетных и экспериментальных исследований частотно-энергетических характеристик щелевых излучателей длиной $l = (1 \div 5)\lambda$, поскольку, именно в этом диапазоне отношения l/λ наиболее существенно сказывается многопараметрический характер зависимости параметров излучателя от геометрических и электродинамических характеристик объемов, связываемых щелью. Экспериментально исследовались энергетические параметры в зависимости от рабочей длины волны для щелевых антенн фиксированной длины и от отношения l/λ при фиксированном значении λ . Эксперименты выполнялись при прорезании щелевых излучателей в широкой стенке стандартного прямоугольного волновода с поперечным сечением $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$ и толщиной стенок, равной 1 мм. Погрешность проведенных

экспериментов составляла не более 10-12% (п. 2.6). Результаты измерения коэффициента излучения щелевого излучателя длиной 100мм, шириной 1.5мм, расположенного на расстоянии 5.75мм от центральной линии широкой стенки волновода, представлены на рис. 3.45. Там же сплошной кривой представлена теоретическая зависимость $|S_{\Sigma}|^2 = f(\lambda)$. Теоретические зависимости $|S_{\Sigma}|^2 = f(l/\lambda)$ (сплошные кривые) и экспериментальные результаты приведены на рис. 3.46. В этом случае при проведении исследований изменялась длина щелей. Ширина и расположение щелей были такими же, как и для зависимости, представленной на рис. 3.45. Видно, что совпадение теоретических и экспериментальных результатов вполне удовлетворительное.

Расчетные и экспериментальные диаграммы направленности для щелевых антенн с разными электрическими длинами представлены на рис. 3.47. Наиболее интересными являются диаграммы направленности щели с $l/\lambda = (2.8 \div 3.1)\lambda$, рис. 3.47б,в. Боковое излучение в ДН в этом случае не превышает -20дБ. Для антенн таких длин, как следует из теоретических расчетов, характерно спадающее к краям щели амплитудное распределение поля и, следовательно, формируется ДН с низким уровнем боковых лепестков. Диаграммы направленности щели длиной $l/\lambda = 2.56$ и $l/\lambda = 2.48$, приведенные соответственно на рис. 3.47д,е, по сути, являются многолучевыми. Они соответствуют антеннам с сильно осциллирующим амплитудным распределением. Зависимости положения главного максимума диаграммы направленности от рабочей длины волны $\theta_{\max} = f(\lambda)$ приведены на рис. 3.48. Экспериментальные значения также удовлетворительно согласуются с расчетными.

Диаграммы направленности щелей, прорезанных в многомодовых волноводах, исследовались на базе щели длиной 100мм, шириной 2мм, расположенной в широкой стенке стандартного прямоугольного волновода с поперечным сечением $a \times b = 23 \times 10 \text{ мм}^2$ при возбуждении волновода волной типа H_{10} с $\lambda = (17-20)\text{мм}$. При этом в волноводе возникают распространяющиеся волны высших типов. На рис. 3.49а и рис. 3.49б представлены расчетные и эксперимен-

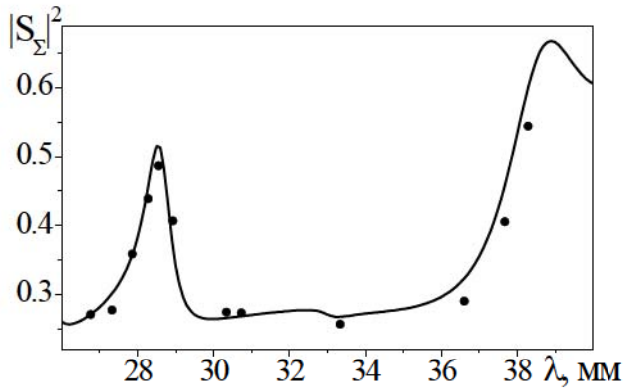


Рис. 3.45. Зависимость коэффициента излучения щели $l = 100$ мм, $d = 1.5$ мм, $x_0 = 5.75$ мм от λ : "——" — расчет; "••••" — эксперимент.

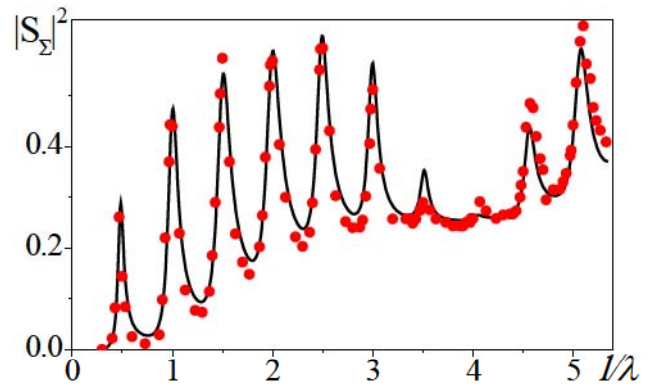


Рис. 3.46. Зависимость коэффициента излучения от электрической длины щели: "——" — расчет; "••••" — эксперимент.

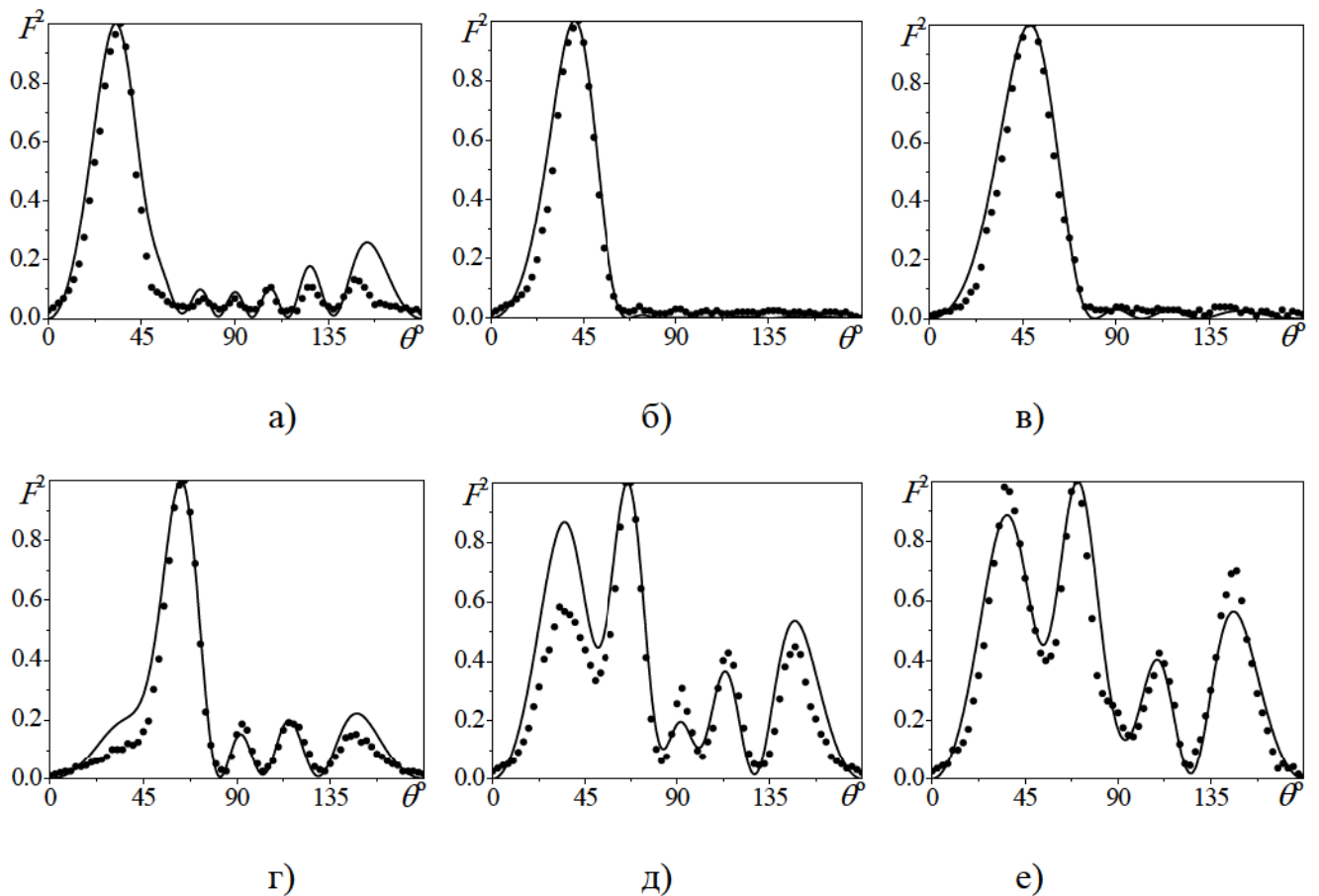


Рис. 3.47. Диаграммы направленности щели $l = 100$ мм, $d = 2$ мм, $x_0 = 5.75$ мм при разных значениях её электрической длины: а) $l/\lambda = 3.5$; б) $l/\lambda = 3.1$; в) $l/\lambda = 2.8$; г) $l/\lambda = 2.65$; д) $l/\lambda = 2.56$; е) $l/\lambda = 2.48$.

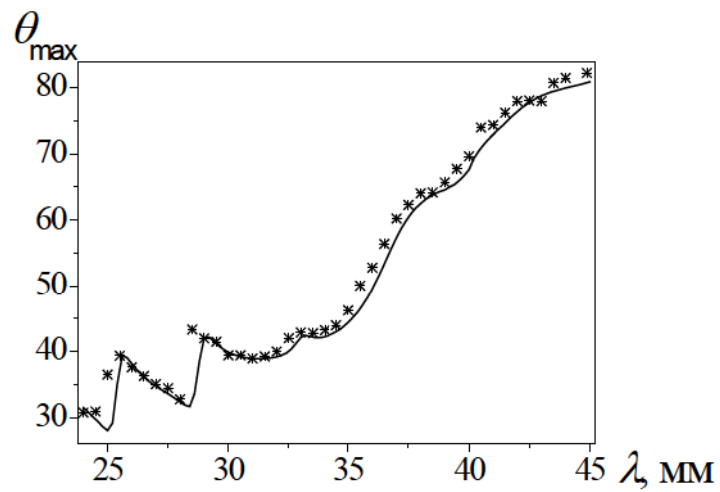
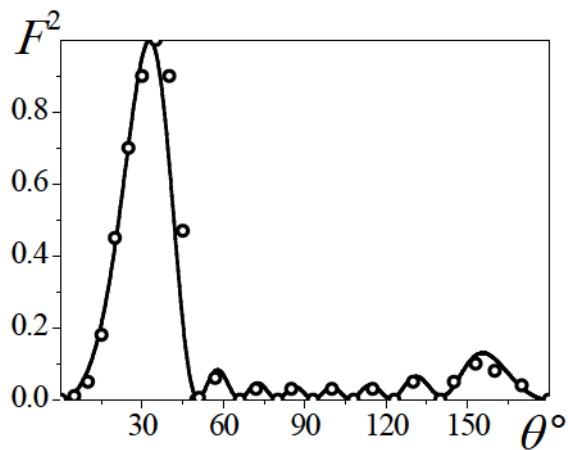
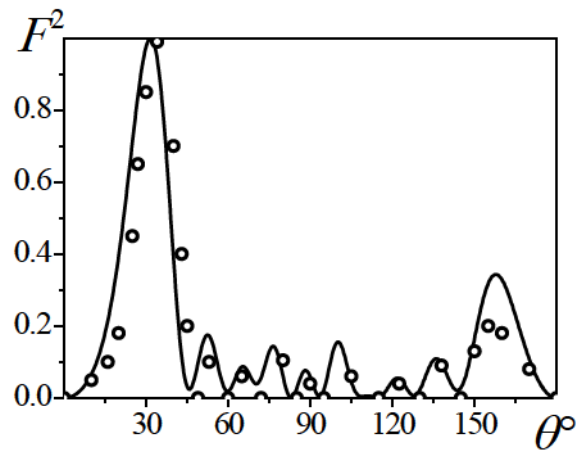


Рис. 3.48. Зависимость положения главного максимума диаграммы направленности щели $l = 100\text{мм}$, $d = 2\text{мм}$, $x_0 = 5.75\text{мм}$ от длины волны:

"——" — расчет; "***" — эксперимент.



а)



б)

Рис. 3.49. Диаграммы направленности щели длиной $l = 100\text{мм}$, $d = 2\text{мм}$, $x_0 = 5.75\text{мм}$: а) $\lambda = 24\text{мм}$; б) $\lambda = 19\text{мм}$;

"——" — расчет; "о" — эксперимент.

тальные диаграммы направленности щели, возбуждаемой волнами с длиной $\lambda = 24$ мм и $\lambda = 19$ мм. Видно, что они хорошо согласуются друг с другом.

Таким образом, экспериментальные исследования подтверждают правомерность и корректность применения модифицированного метода Галеркина (при всех перечисленных допущениях и предположениях) для расчета внутренних и внешних задач электрически длинных волноводно-щелевых антенн. Кроме того, его правомерность подтверждается сравнением результатов данной работы с некоторыми (например, при $t=0$, $l \rightarrow \infty$) результатами, приведенными в работах зарубежных авторов и широкой апробацией данного метода при решении краевых задач электродинамики.

Выводы по разделу

Впервые метод Галеркина применен для решения электродинамических задач о волноведущих структурах с электрически длинными щелями конечных размеров. Предложена и обоснована модификация данного метода, впервые позволившая электродинамически строго провести всесторонние комплексные исследования многопараметрической задачи об излучении из электрически длинных (от полуволновой щели до щели длиной в несколько сот длин волн λ) продольных щелей, прорезанных в широкой и узкой стенках прямоугольного волновода, и выявить ряд новых физических закономерностей в формировании излучаемого поля, характерных для таких щелевых излучателей. В частности, показать, что зависимость АФР электрического поля в щели от геометрических и электродинамических параметров щели, волновода и внешнего объема является чрезвычайно сложной, многопараметрической функцией. Решения задач об электрически длинных волноводно-щелевых излучателях конечных размеров в приближении заданного постоянного или экспоненциально спадающего амплитудного распределения поля в щели в общем случае не корректны. Даже для щелей с $l > 50\lambda$ амплитудное распределение может иметь вид функции, спадающей к

краям щели (синусоидальный).

Впервые предложен и обоснован метод определения амплитудно-фазового распределения электрического поля в щели, основанный на использовании ограниченного числа пространственных гармоник, позволяющий создать алгоритм расчета частотно-энергетических характеристик, не требующий обращения матрицы высокого порядка, что является существенным для решения задачи о многощелевой системе излучателей. В частности, показано, что формирование амплитудного распределения поля в щели оказывается сильно зависящим от λ и из всего, в общем случае, бесконечного числа собственных функций щели, их количество и номера, необходимые для аппроксимации распределения поля в щели, следует выбирать исходя из соотношений l/λ , l/λ_g . В пространственном спектре гармоник можно выделить две области, по сути, формирующих амплитудное распределение поля в щели. Одна из них связана с числом полуволн в свободном пространстве укладываемых вдоль щели, а другая – с числом полуволн в волноводе. Использование незначительного числа гармоник позволяет существенно сократить время расчета характеристик щелевого излучателя методом Галеркина применительно к щелям длиной $l = 200\lambda$ и более.

Выявлены физические закономерности в формировании излучаемого электромагнитного поля, характерные для рассматриваемых излучающих структур. Часть из них была известна или гипотетически предполагалась ранее, но не поддавалась ни количественной, ни качественной оценке и описанию, а некоторые закономерности выявлены впервые. Основные закономерности сводятся к следующему:

- выявлена ошибка, допускающаяся при расчетах характеристик излучателей, когда предполагается, что в щелях длиной $l > (5 \div 10)\lambda$ амплитудное распределение электрического поля в щели экспоненциально спадает вдоль нее, а фазовое распределение полагается линейным. Показано, что такая аппроксимация поля в щели неверна даже для щелей длиной $l = (30 \div 50)\lambda$ и более;

- введена классификация видов амплитудного распределения электриче-

ского поля в щели. Показано, что подбором величин $l, x_0, d, t, \lambda, \lambda_g, \lambda_{kp}$, а также $\varepsilon^{in}, \varepsilon^v, \varepsilon^{ext}$ может быть реализовано амплитудное распределение поля в щели трех видов: сильно осциллирующее вдоль щели, слабо осциллирующее и спадающее к краям щели (близкое к виду полуволны синусоиды), а также экспоненциально спадающее вдоль щели, а фазовое – ступенчатое или линейное. Определены условия, когда даже для щелей длиной $l > 50\lambda$ можно реализовать спадающее к краям щели амплитудное распределение поля;

- впервые показана возможность создания на основе прямолинейной длинной продольной щели, прорезанной в широкой стенке прямоугольного волновода, антенны “вытекающей волны”, имеющей диаграмму направленности с уровнем боковых лепестков меньше, чем -8дБ...-10дБ. На основе оптимизации параметров щелевого излучателя по коэффициенту усиления могут быть созданы антенны “вытекающей волны” с высоким значением коэффициента усиления и уровнем боковых лепестков, равным - 20дБ и меньше;

- показана эффективность повышения коэффициента направленного действия и коэффициента усиления щелевого излучателя (особенно расположенного в узкой стенке волновода) за счет использования волноводов с “толстыми” стенками. Применение таких излучателей перспективно при создании антенн миллиметрового диапазона волн. Дополнительное изменение высоты волновода позволяет увеличить коэффициент направленного действия излучателя.

Выявленные физические закономерности формирования амплитудно-фазового распределения электрического поля в щели и разработанные алгоритмы расчетов параметров щелей могут быть использованы для компьютерного анализа сложной многопараметрической задачи численной оптимизации как внутренних, так и внешних частотно-энергетических характеристик технологически простых антенных систем для их реализации и практического использования на основе электрически длинных щелей в прямоугольном волноводе.