

На правах рукописи



Титаренко Алексей Александрович

**СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПОПЕРЕЧНО-НЕОДНОРОДНЫХ
И ПРОДОЛЬНО-НЕРЕГУЛЯРНЫХ НАПРАВЛЯЮЩИХ СТРУКТУР
СВЧ, КВЧ И ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНОВ**

Специальность: 05.12.07 Антенны, СВЧ-устройства
и их технологии

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора технических наук

Нижний Новгород – 2014

Работа выполнена на кафедре «Физика и техника оптической связи» Института ядерной энергетики и технической физики федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева»

Научный консультант:

доктор технических наук, профессор Раевский Сергей Борисович

Официальные оппоненты:

Ильинский Анатолий Серафимович, доктор физико-математических наук, профессор, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, профессор кафедры математической физики

Кудрин Александр Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, заведующий кафедрой электродинамики

Орлов Олег Сергеевич, доктор технических наук, доцент, ОАО «Научно-производственное предприятие «Салют», ученый секретарь

Ведущая организация:

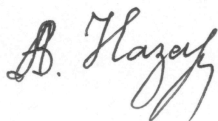
Открытое акционерное общество «Федеральный научно-производственный центр «Нижегородский научно-исследовательский приборостроительный институт «Кварц» имени А.П. Горшкова»

Защита состоится «30» июня 2014 года в 15.00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.165.01, созданного на базе Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева, по адресу: 603950, г. Нижний Новгород, ул. Минина, 24.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева, www.nntu.ru.

Автореферат разослан «_____» _____ 2014 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета



Назаров Андрей Викторович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность и степень разработанности темы исследования.

Современный этап развития научных и промышленных отраслей, связанных с прикладной электродинамикой, обладает явно выраженной тенденцией к продвижению в область все более высоких частот, к разработке принципиально идеологически и конструктивно новых функциональных узлов, к ужесточению требований к характеристикам устройств уже существующих. Широкое применение в технике СВЧ, КВЧ и в устройствах интегральной оптики находят такие металло-диэлектрические и диэлектрические структуры, как планарные и волоконные световоды, гребневые диэлектрические волноводы, анизотропные направляющие структуры, а также функциональные узлы на их базе [1-4], рассчитываемые на основе дифракционных задач прикладной электродинамики.

Исследование указанных электродинамических структур требует создания высокоэффективных и теоретически обоснованных методов расчета, позволяющих получать исчерпывающие сведения об электрических характеристиках рассматриваемых структур и о физической природе протекающих в них процессов. Указанные методы должны обеспечивать решение краевых задач формулируемых в строгой электродинамической постановке, ибо приближенные методы расчета не всегда приводят к адекватному описанию реальных явлений.

Широко используемыми на данный момент методами решения задач электродинамики являются метод частичных областей, метод интегральных уравнений, метод цилиндрических гармоник, разнообразные вариации сеточных методов, метод коллокаций, метод конечных разностей, метод укорочения дифференциальных уравнений и т.д. Значительная часть этих методов описана в фундаментальных работах [5-10].

С точки зрения практической реализации использование строгих электродинамических методов расчета характеристик открытых диэлектрических структур, как правило, сопряжено с упрощениями краевых задач. Чаще всего в литературе рассматриваются неоднородные по поперечному сечению направляющие структуры с координатными границами, запись граничных условий на которых поддается алгебраизации [1-4]. Также широко развиты методы расчета различных классов слабонаправляющих волноводов, позволяющие вносить некоторые упрощения в строгую электродинамическую постановку задачи, производя затем ее решение методом укорочения дифференциальных уравнений, методом ограничения пределов интегрирования и т.д [11-12].

Среди методов, обладающих универсальностью и строгой электродинамической постановкой задачи, следует особо выделить широко распространенные в последнее время различные вариации сеточных методов, среди которых можно выделить метод конечных элементов [13-14] и метод конечных разностей [15-16], а также ряд других строгих и приближенных методов [17].

Особенностью метода конечных элементов и метода конечных разностей является их повышенные требования к вычислительным ресурсам [13-15]; кроме того, в «сеточных» методах, наряду с безусловными достоинствами, есть и

ряд трудно преодолимых недостатков: затруднительность расчета комплексных волн, практическая невозможность анализа вытекающих волн, появление реально отсутствующих («ложных») решений дисперсионных уравнений [17] и т.д.

Поэтому весьма востребованной и актуальной задачей остается разработка универсальных численно-аналитических методов, основанных на строгой постановке краевых задач (как правило, несамосопряженных), на уравнениях Максвелла, доступно алгоритмизируемых, позволяющих проводить расчет спектров волн, в принципе, любых волноводов: неоднородно заполненных (в том числе невзаимных [18-19]); продольно-нерегулярных экранированных в СВЧ и КВЧ-диапазонах; планарных и волоконных (в оптическом диапазоне длин волн) и т.д. При этом аналитические возможности таких методов должны быть доведены до их потенциальных пределов, что позволит сделать максимально обоснованными численные процедуры.

Создание строгих методов расчета базовых направляющих структур (лежащих в основе задач декомпозиции функциональных узлов СВЧ, КВЧ и оптического диапазонов) позволит решать различные задачи дифракции, к которым сводится математическое моделирование указанных функциональных узлов. Разработка общих принципов расчета продольно-нерегулярных направляющих структур позволит усовершенствовать (унифицировать) процедуру решения задач дифракции. Это определяет актуальность темы диссертации, в которой предлагается универсальный спектральный метод, пригодный для расчета дисперсионных характеристик и полей экранированных волноводов с произвольным магнито-диэлектрическим (в том числе анизотропным и обладающим омическими потерями [10]) заполнением, позволяющий рассчитывать открытые диэлектрические волноводы произвольного сечения, в том числе многосвязанные.

Предлагаемый спектральный метод применяется также для расчета открытых диэлектрических волноводов произвольной формы с использованием независимого представления компонент поля в виде интегральных разложений по гармоническим функциям и применением данного представления к решению уравнений Максвелла в спектральной области. Кроме того, спектральный метод с использованием базовой идеологии применения метода Галеркина распространяется на решение задач дифракции на произвольных переходах (в том числе плавных) в волноводах с произвольным диэлектрическим заполнением.

Весьма актуальной особенностью предложенного в диссертации спектрального метода является его универсальность и сравнительно невысокие вычислительные затраты, что позволило применить построенные алгоритмы в программных системах автоматизированного проектирования СВЧ, КВЧ и оптических устройств.

Цель и задачи исследований.

Целью диссертации является разработка математического аппарата для расчета направляющих характеристик экранированных волноводов с произ-

вольным диэлектрическим заполнением, волноводов с произвольным анизотропным (магнито-диэлектрическим) заполнением, открытых диэлектрических волноводов произвольного поперечного сечения (в том числе многосвязных), а также для решения задач дифракции на переходах произвольного профиля в закрытых направляющих структурах со сложным диэлектрическим заполнением. На основе этого аппарата в диссертационной работе создают эффективные универсальные алгоритмы для расчета спектров волн, в принципе, любых направляющих структур и их нерегулярных участков.

Методология и методы исследования. Все представленные теоретические результаты были получены на основе предложенного спектрального метода и различных модификаций метода частичных областей (МЧО). Составными частями указанных методов являются: метод Галеркина, метод интеграла Фурье, метод интегрального представления полей в форме непрерывного спектра.

Положения, выносимые на защиту:

- Постановка краевых электродинамических задач без калибровки Лоренца.
- Формулировка спектрального метода решения краевых задач расчета спектров волн экранированных волноводов с произвольным магнито-диэлектрическим (в том числе анизотропным) заполнением;
- Формулировка спектрального метода решения задач строгого электродинамического расчета открытых диэлектрических волноводов произвольной формы поперечного сечения;
- Модификация метода частичных областей для расчета многослойных планарных и круглых открытых диэлектрических волноводов (световодов), а также экранированных и «полуоткрытых» волноводов со сложным диэлектрическим заполнением;
- Формулировка спектрального метода решения задач дифракции на произвольных нерегулярных участках экранированных волноводов, неоднородно заполненными диэлектриком, использующая принципы решения задач возбуждения;
- Алгоритмы и результаты расчета дисперсионных и дифракционных характеристик ряда направляющих структур СВЧ, КВЧ и оптического диапазона.

Научная новизна.

- Предложен и разработан спектральный метод расчета неоднородных и нерегулярных электродинамических направляющих и согласующих структур (в том числе невзаимных), объединяющий в себе метод Галеркина, метод интеграла Фурье, метод интегрального представления полей в форме непрерывного спектра, метод частичных областей.
- Основные особенности предлагаемого метода, определяющие его принципиальную новизну: отказ от наложения на представления полей калиб-

ровки Лоренца, использование автономного разложения компонент поля, применение процедуры Галеркина непосредственно к уравнениям Максвелла и перевод её (процедуры) в спектральную область, унификация матричного представления дисперсионных уравнений.

- На основе спектрального метода разработаны алгоритмы, позволившие рассчитать целый ряд неоднородных и продольно-нерегулярных направляющих структур, в том числе волноводов, строгий расчет которых иными методами затруднен или невозможен.
- Рассмотрены волны (собственные и несобственные) с комплексными значениями волновых чисел в экранированных и открытых поперечно-неоднородных волноводах (в том числе анизотропных).
- Предложен и детально разработан спектральный метод решения задач дифракции на нерегулярностях (в частности, на волноводных переходах) сложной формы (в том числе плавных) в экранированных волноводах, основанный на вариационной задаче о возбуждении.
- На основе МЧО и спектрального метода решены задачи дифракции электромагнитного поля на плавных переходах в планарном и прямоугольном волноводах со сложным диэлектрическим заполнением. Показано существенное преимущество спектрального метода перед МЧО с точки зрения универсальности, простоты реализации и скорости расчета.

Степень достоверности результатов. Достоверность полученных в работе результатов подтверждается:

- Использованием при расчете направляющих структур и решении дифракционных задач спектрального метода и теоретически обоснованного метода частичных областей;
- Численными проверками (в частности, проверками внутренней сходимости; проверками выполнения граничных условий “сшивания” полей на границах частичных областей; проверками выполнения уравнений Максвелла, проверками выполнения условий ортогональности собственных волн; проверками баланса энергии в дифракционных задачах и т.д.);
- Соответствием полученных результатов экспериментальным и опубликованным ранее.

Теоретическая и практическая значимость работы состоит в следующем:

- В разработке простого в реализации, универсального и быстродействующего спектрального метода, предназначенного для расчета спектров волн и дифракционных характеристик неоднородных и продольно-нерегулярных направляющих электродинамических структур (в том числе анизотропных), пригодного для построения автоматизированных средств проектирования;
- В разработке на базе спектрального метода эффективных алгоритмов расчета дисперсионных характеристик и полей волн экранированных волноводов произвольным (в том числе анизотропным) магнито-диэлектрическим заполнением;

- В применении спектрального метода к строгому электродинамическому расчету дисперсионных характеристик и полей волн открытых диэлектрических волноводов произвольной формы (в том числе многосвязных);
- В разработке на базе спектрального метода универсальных алгоритмов решения задач дифракции волн на произвольных неоднородностях в экранированных волноводах;
- В получении численных результатов, позволяющих сделать выводы о принципиальных свойствах рассматриваемых структур, как базовых для создания функциональных узлов СВЧ, КВЧ и оптического диапазонов волн.

Реализация и внедрение результатов

Алгоритмы и программные комплексы, разработанные в ходе выполнения диссертационной работы, внедрены в ФГУП «Федеральный научно-производственный центр НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова» (ФГУП «ФНПЦ НИИС»), Институте Химии Высокочистых Веществ РАН им. Г.Г. Девярых (ИХВВ РАН) и Нижегородском Государственном Техническом Университете им. Р.Е. Алексеева (НГТУ), где они используются при проектировании и изготовлении устройств СВЧ, КВЧ и оптического диапазона.

Разработанные в диссертации методы, алгоритмы и программное обеспечение использовались в ИХВВ РАН при проведении исследовательских работ; в НГТУ при выполнении ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013г.» ГК №п2310, ГК № 02.740.11.0564, ГК № 02.740.11.0552; в ФГУП «ФНПЦ НИИС» при выполнении ряда научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ в рамках Федеральных целевых программ: «Государственной программой вооружения на период до 2010г.», утвержденной Указом Президента РФ от 21.01.2002г. №67; «Развитие ядерного оружейного комплекса на 2007-2010 и на период до 2015гг.», утвержденной Постановлением Правительства РФ №587-30 от 25.09.2006г. и «Развитие электронной компонентной базы и радиоэлектроники» на 2008 – 2015 годы, утвержденной постановлением Правительства Российской Федерации №809 от 26.11.2007.

Публикации и апробация результатов работы.

По теме диссертации опубликовано 86 печатных работ, из них 43 статьи, 41 тезис докладов на конференциях, одна коллективная монография, одно свидетельство на полезную модель.

Основные положения и результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на конференциях:

- VI Международной конференции "Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ", Самара, 1999;
- 55-й научной сессии, посвященной дню радио "Радиотехника, электроника и связь на рубеже тысячелетия", Москва, 2000;

- Научно-технической конференции факультета информационных систем и технологий ФИСТ, Н.Новгород, 2000;
- МНТК “Физика и технические приложения волновых процессов” – Самара, 2001;
- Всероссийской научно-технической конференции, посвященной 65-летию факультета информационных систем и технологий НГТУ, Н.Новгород, 2001;
- 56-й научной сессии, посвященной дню радио, Москва, 2001;
- 11-й Международной конференции КрыМиКо’2001, Севастополь, 2001;
- 57-й научной сессии, посвященной дню радио, Москва, 2002;
- региональном молодежном научно-техническом форуме, Н.Новгород, 2002;
- 10-й Международной школе-семинаре “Электродинамика и техника СВЧ, КВЧ и оптических частот”, Москва, 2002;
- 8-й научной конференции по радиофизике, посвященной 80-летию со дня рождения Б.Н. Гершмана, Н.Новгород, 2004;
- IX Нижегородская сессия молодых учёных, Н.Новгород, 2004г.;
- V Международная научно-техническая конференция “Физика и технические приложения волновых процессов”, Н.Новгород, 2006;
- 6-й научно-технической конференции <Молодежь в науке>, г.Саров, 2007;
- VI научная конференция Волжского регионального центра РАН «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения», 2009;
- VI Международной научно-технической конференции “Физика и технические приложения волновых процессов”, 2007, Казань;
- VII Международной научно-технической конференции “Физика и технические приложения волновых процессов”, – Самара, 2009;
- 12-ый Всероссийский промышленно-экономический конгресс "Стратегические ресурсы России", 2012г.

Личный вклад. Все выносимые на защиту результаты и положения, составляющие основное содержание диссертационной работы получены лично автором или при его непосредственном участии.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, списка литературы из 309 наименований и приложений. Общий объем работы без учета приложений, списков сокращений и индексов составляет 426 страниц. Диссертация содержит 127 рисунков и 7 таблиц.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении определены актуальность темы и степень ее разработанности. Приведен обзор публикаций, посвященных рассмотрению задач, решаемых

в диссертации. Изложено краткое содержание работы, охарактеризована ее научная новизна, теоретическая и практическая значимость. Приведены положения работы, выносимые на защиту. Даны сведения о степени достоверности и апробации результатов, а также об объеме и структуре работы, о публикациях и личном вкладе соискателя.

В первой главе диссертации:

Формулируются основные положения спектрального метода и описывается его применение к решению следующих задач:

а) расчета спектров волн экранированных регулярных волноводов с произвольным диэлектрическим заполнением (в том числе с комплексными значениями диэлектрической проницаемости);

б) расчета спектров волн экранированных регулярных волноводов с произвольным анизотропным магнитным и диэлектрическим заполнением (в том числе с комплексными значениями элементов тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости);

в) расчета спектров волн открытых диэлектрических волноводов со сколь угодно сложной формой поперечного сечения путем представления компонент поля в виде интегральных разложений относительно неизвестных спектральных функций, перевода уравнений Максвелла в спектральную плоскость и последующего решения уравнений посредством разложения спектральных функций по полиномам Лагерра и Эрмита;

г) расчета дифракционных характеристик произвольных переходов (в том числе плавных) в экранированных волноводах с частичным диэлектрическим заполнением любой формы.

Предложенный спектральный метод расчета электродинамических структур обладает следующими особенностями:

- 1) Разложение компонент поля выполняется автономно; связь между ними устанавливается через коэффициенты разложения, которые определяются после применения процедуры Галеркина к уравнениям Максвелла.
- 2) Процедура Галеркина применяется не к уравнению Гельмгольца, в котором заложена связь между компонентами поля (например, через векторы Герца), а непосредственно к уравнениям Максвелла; калибровка Лоренца не используется.
- 3) Разложения компонент поля могут производиться по любым, не обязательно ортогональным, базисам, поскольку элементы этих базисов не обязаны удовлетворять краевым задачам.
- 4) Граничные условия на идеально проводящих поверхностях и на бесконечности (в случае открытых структур) выполняются за счет выбора базисных функций.
- 5) Граничные условия на поверхностях раздела сред выполняются в результате осуществления процедуры Галеркина.

- 6) При представлении полей в виде непрерывного спектра получают интегральные уравнения относительно спектральных амплитуд. В этом случае алгебраизация их осуществляется проецированием в пространстве волновых чисел, т.е. в спектральной области, где и производится разложение спектральных функций по ортогональным (как правило) базисам. Указанные базисы могут быть и не ортогональными, достаточно соблюдения условия их полноты.
- 7) При решении дифракционных задач в экранированных структурах, граничным условиям на границах раздела дифрагирующих волноводов должно удовлетворять только все спектральное представление поля (в то время как граничным условиям на идеально проводящих поверхностях и на бесконечности должны удовлетворять все базисные функции).

Рассмотрим применение спектрального метода к задаче расчета дисперсионных характеристик и распределения полей в экранированном волноводе с произвольным диэлектрическим заполнением (рис.1).

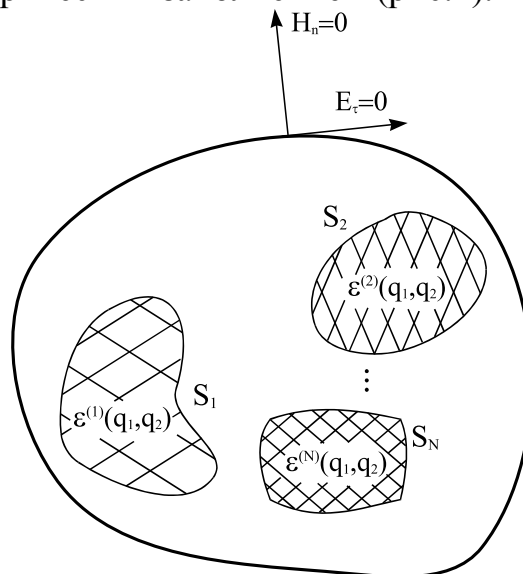


Рис.1 Произвольная направляющая структура со сложным диэлектрическим заполнением

Полагая, что диэлектрическое заполнение волновода является изотропным и продольно-регулярным, представим диэлектрическую проницаемость кусочно-непрерывной функцией:

$$\varepsilon(q_1, q_2) = \begin{cases} \varepsilon_1(q_1, q_2) \in S_1 \\ \varepsilon_2(q_1, q_2) \in S_2 \\ \dots \\ \varepsilon_N(q_1, q_2) \in S_N \end{cases},$$

и запишем уравнения Максвелла для всей области внутри рассматриваемого волновода:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}(\vec{E}) &= -i\omega\mu_0\vec{H}; \\ \operatorname{rot}(\vec{H}) &= i\omega\varepsilon(q_1, q_2)\varepsilon_0\vec{E}. \end{aligned} \quad \text{или } \operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{E} = k_0^2\varepsilon(q_1, q_2)\vec{E}, \quad (1)$$

где вектор напряженности электрического поля представляется в виде:

$$\vec{E} = \left(E_{q_1}(q_1, q_2)\vec{q}_1 + E_{q_2}(q_1, q_2)\vec{q}_2 + E_z(q_1, q_2)\vec{z}_0 \right) \cdot e^{-i\beta z}.$$

Используя обобщенную формулу представления оператора «ротор» в произвольной координатной системе, получаем из (1) три дифференциальных уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{1}{H_1 H_2} \left(\frac{1}{H_2} \left(\frac{\partial^2 (E_{q_2} H_2)}{\partial q_1 \partial q_2} - \frac{\partial^2 (E_{q_1} H_1)}{\partial q_2^2} \right) + \left(\beta^2 E_{q_1} H_1 - i\beta \frac{\partial E_z}{\partial q_1} \right) \right) &= k_0^2 \varepsilon(q_1, q_2) E_{q_1}; \\ \frac{1}{H_2} \left(-i\beta \frac{\partial E_z}{\partial q_2} + \beta^2 E_{q_2} H_2 \right) - \frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (E_{q_2} H_2)}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (E_{q_1} H_1)}{\partial q_1} \right) &= k_0^2 \varepsilon(q_1, q_2) E_{q_2}; \\ \frac{1}{H_1 H_2} \left(-i\beta \frac{\partial}{\partial q_1} (E_{q_1} H_2) - \frac{\partial^2 E_z}{\partial q_1^2} - \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{H_1}{H_2} \frac{\partial E_z}{\partial q_2} \right) - i\beta \frac{\partial (E_{q_2} H_2)}{\partial q_2} \right) &= k_0^2 \varepsilon(q_1, q_2) E_z. \end{aligned} \quad (2)$$

где H_1, H_2 - коэффициенты Ламе.

Для решения системы трех дифференциальных уравнений (2) будем использовать представление искомых компонент поля в виде спектральных разложений - рядов по некоторому базису, который должен удовлетворять свойству полноты и может быть ортогональным (при этом требование ортогональности не является обязательным).

Кроме того, выбранный базис функций разложения должен обеспечивать выполнение граничных условий на идеально проводящей ограничивающей поверхности волновода S , которые могут быть записаны в следующем виде [20]:

$$E_{q_1}|_S = 0; \quad \left. \frac{\partial (E_{q_2} H_2)}{\partial q_2} \right|_S = 0; \quad E_z|_S = 0. \quad (3)$$

Считаем, что для рассматриваемого волновода в выбранной системе координат существует набор базисных функций $e_n^{(q_1)}, e_n^{(q_2)}, e_n^{(z)}$, обладающих свойством полноты и удовлетворяющих граничным условиям на идеально проводящих стенках ограничивающего волновода:

$$e_n^{(q_1)}|_S = 0, \quad \left. \frac{\partial (e_n^{(q_2)} H_2)}{\partial q_2} \right|_S = 0, \quad e_n^{(z)}|_S = 0.$$

В результате неизвестные функции поля будем искать в виде разложений по некоторому базису собственных функций:

$$E_{q_1}(q_1, q_2) = \sum_{n=0}^N a_n e_n^{(q_1)}(q_1, q_2); \quad E_{q_2}(q_1, q_2) = \sum_{n=0}^N b_n e_n^{(q_2)}(q_1, q_2); \quad E_z(q_1, q_2) = \sum_{n=0}^N c_n e_n^{(z)}(q_1, q_2). \quad (4)$$

На практике в качестве функций разложения (4) можно использовать собственные функции волновода сравнения, однако такой выбор вовсе не обязателен.

Подставив (4) в (2) и используя проекционную процедуру Галеркина, получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно трех неизвестных вектор-столбцов:

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=0}^N a_n \oint_S e_q^{(q_1)} \left(k_0^2 \varepsilon(q_1, q_2) e_n^{(q_1)} + \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial^2 (e_n^{(q_1)} H_1)}{\partial q_2^2} + \beta^2 \frac{1}{H_2} e_n^{(q_1)} \right) ds - \sum_{n=0}^N b_n \oint_S e_q^{(q_1)} \frac{1}{H_1 H_2^2} \frac{\partial^2 (e_n^{(q_2)} H_2)}{\partial q_1 \partial q_2} ds + \\
& + i\beta \sum_{n=0}^N c_n \oint_S e_q^{(q_1)} \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial e_n^{(z)}}{\partial q_1} ds = 0; \\
& \sum_{n=0}^N a_n \oint_S e_q^{(q_2)} \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (e_n^{(q_1)} H_1)}{\partial q_2} \right) ds - \sum_{n=0}^N b_n \oint_S e_q^{(q_2)} \left(k_0^2 \varepsilon(q_1, q_2) e_n^{(q_2)} + \beta^2 H_2 e_n^{(q_2)} + \right. \\
& \left. + \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (e_n^{(q_2)} H_2)}{\partial q_1} \right) \right) ds + i\beta \sum_{n=0}^N c_n \oint_S e_q^{(q_2)} \frac{1}{H_2} \frac{\partial e_n^{(z)}}{\partial q_2} ds = 0; \\
& -i\beta \sum_{n=0}^N a_n \oint_S e_q^{(z)} \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (e_n^{(q_1)} H_2)}{\partial q_1} ds - i\beta \sum_{n=0}^N b_n \oint_S e_q^{(z)} \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (e_n^{(q_2)} H_2)}{\partial q_2} ds - \\
& - \sum_{n=0}^N c_n \oint_S e_q^{(z)} \left(k_0^2 \varepsilon(q_1, q_2) e_n^{(z)} + \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial^2 e_n^{(z)}}{\partial q_1^2} + \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{H_1}{H_2} \frac{\partial e_n^{(z)}}{\partial q_2} \right) \right) ds = 0.
\end{aligned} \tag{5}$$

Представим систему линейных алгебраических уравнений (5) в виде единого матричного уравнения:

$$\mathfrak{K} \cdot \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = 0, \text{ где } \mathfrak{K} = \begin{bmatrix} k_0^2 \cdot W^{(0)} + W^{(1)} + \beta^2 W^{(2)} & Q & i\beta V \\ \bar{W} & k_0^2 \bar{Q}^{(0)} + \bar{Q}^{(1)} + \beta^2 \bar{Q}^{(2)} & i\beta \bar{V} \\ -i\beta \hat{W} & -i\beta \hat{Q} & k_0^2 \hat{V}^{(0)} + \hat{V}^{(1)} \end{bmatrix}, \tag{6}$$

$$\begin{aligned}
W_{q,n}^{(0)} &= \oint_S \varepsilon(q_1, q_2) e_q^{(q_1)} e_n^{(q_1)} ds, & W_{q,n}^{(1)} &= \oint_S e_q^{(q_1)} \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial^2 (e_n^{(q_1)} H_1)}{\partial q_2^2} ds, & W_{q,n}^{(2)} &= \oint_S e_q^{(q_1)} \frac{1}{H_2} e_n^{(q_1)} ds; \\
Q_{q,n} &= \oint_S e_q^{(q_1)} \frac{1}{H_1 H_2^2} \frac{\partial^2 (e_n^{(q_2)} H_2)}{\partial q_1 \partial q_2} ds; & V_{q,n} &= \oint_S e_q^{(q_1)} \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial e_n^{(z)}}{\partial q_1} ds; & \bar{W}_{q,n} &= \oint_S e_q^{(q_2)} \frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (e_n^{(q_1)} H_1)}{\partial q_2} \right) ds; \\
\bar{Q}_{q,n}^{(0)} &= \oint_S \varepsilon(q_1, q_2) e_q^{(q_2)} e_n^{(q_2)} ds, & \bar{Q}_{q,n}^{(1)} &= \oint_S e_q^{(q_2)} \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (e_n^{(q_2)} H_2)}{\partial q_1} \right) ds, & \bar{Q}_{q,n}^{(2)} &= \oint_S e_q^{(q_2)} H_2 e_n^{(q_2)} ds \\
\bar{V}_{q,n} &= \oint_S e_q^{(q_2)} \frac{1}{H_2} \frac{\partial e_n^{(z)}}{\partial q_2} ds; & \hat{W}_{q,n} &= \oint_S e_q^{(z)} \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (e_n^{(q_1)} H_2)}{\partial q_1} ds; & \hat{Q}_{q,n} &= \oint_S e_q^{(z)} \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial (e_n^{(q_2)} H_2)}{\partial q_2} ds; \\
\hat{V}_{q,n}^{(0)} &= \oint_S \varepsilon(q_1, q_2) e_q^{(z)} e_n^{(z)} ds, & \hat{V}_{q,n}^{(1)} &= \oint_S e_q^{(z)} \left(\frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial^2 e_n^{(z)}}{\partial q_1^2} + \frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{H_1}{H_2} \frac{\partial e_n^{(z)}}{\partial q_2} \right) \right) ds.
\end{aligned}$$

Записывая условие нетривиальности решений системы (6) - приравнивая определитель матрицы \mathfrak{K} нулю, получаем дисперсионное уравнение для рассматриваемой структуры.

Отметим особенности и преимущества численной реализации предложенного метода. Из (6) видно, что от функции диэлектрического заполнения $\varepsilon(x, y)$ зависят только матрицы $W^{(0)}$, $\bar{Q}^{(0)}$ и $\hat{V}^{(0)}$, которые при этом не зависят ни от частоты, ни от значения продольной постоянной волнового числа β . В ре-

зультате, для сколь угодно сложной структуры (в предложенном методе нет никаких ограничений на характер диэлектрического заполнения) матрицы, входящие в (6), рассчитываются лишь единожды, а затем, при изменении частоты и продольного волнового числа β , они просто домножаются на k_0^2 и β^2 . Это позволяет существенно сократить время расчета дисперсионных характеристик анализируемой структуры в диапазоне частот.

Все остальные матрицы в (6) не зависят ни от частоты, ни от структуры диэлектрического заполнения и определяются исключительно геометрией ограничивающей идеально проводящей поверхности (т.е., по сути, формой волновода сравнения). Это также позволяет вычислять их значения один раз и использовать при любых значениях частоты и продольного волнового числа.

Отмеченные особенности представленного метода обеспечивают ему существенное преимущество в скорости расчетов и в универсальности составления расчетных алгоритмов для различных задач.

Аналогичным образом спектральный метод применяется к задаче расчета дисперсионных характеристик экранированных волноводов с произвольным анизотропным заполнением, при котором и магнитная, и диэлектрическая проницаемость представляются в виде произвольных тензоров, значения элементов которых могут быть комплексными.

Внешний вид рассматриваемого волновода идентичен рис.1, но магнито-диэлектрическое заполнение в рассматриваемом волноводе представляется в виде кусочно-непрерывной функции:

$$\vec{\epsilon}(q_1, q_2) = \begin{cases} \vec{\epsilon}_1(q_1, q_2) \text{ на } S_1 \\ \vec{\epsilon}_2(q_1, q_2) \text{ на } S_2 \\ \dots \\ \vec{\epsilon}_N(q_1, q_2) \text{ на } S_N \\ \vec{\epsilon}_\perp(q_1, q_2) \text{ на } S_\perp \end{cases}, \quad \vec{\mu}(x, y) = \begin{cases} \vec{\mu}_1(q_1, q_2) \text{ на } S_1 \\ \vec{\mu}_2(q_1, q_2) \text{ на } S_2 \\ \dots \\ \vec{\mu}_N(q_1, q_2) \text{ на } S_N \\ \vec{\mu}_\perp(q_1, q_2) \text{ на } S_\perp \end{cases},$$

где тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей j -области записываются в общем виде:

$$\vec{\epsilon}_j(q_1, q_2) = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx}^{(j)}(q_1, q_2) & \epsilon_{xy}^{(j)}(q_1, q_2) & \epsilon_{xz}^{(j)}(q_1, q_2) \\ \epsilon_{yx}^{(j)}(q_1, q_2) & \epsilon_{yy}^{(j)}(q_1, q_2) & \epsilon_{yz}^{(j)}(q_1, q_2) \\ \epsilon_{zx}^{(j)}(q_1, q_2) & \epsilon_{zy}^{(j)}(q_1, q_2) & \epsilon_{zz}^{(j)}(q_1, q_2) \end{pmatrix}; \quad \vec{\mu}_j(q_1, q_2) = \begin{pmatrix} \mu_{xx}^{(j)}(q_1, q_2) & \mu_{xy}^{(j)}(q_1, q_2) & \mu_{xz}^{(j)}(q_1, q_2) \\ \mu_{yx}^{(j)}(q_1, q_2) & \mu_{yy}^{(j)}(q_1, q_2) & \mu_{yz}^{(j)}(q_1, q_2) \\ \mu_{zx}^{(j)}(q_1, q_2) & \mu_{zy}^{(j)}(q_1, q_2) & \mu_{zz}^{(j)}(q_1, q_2) \end{pmatrix}.$$

Представим компоненты электрического и магнитного поля в виде независимых спектральных разложений по базисным функциям, удовлетворяющим граничным условиям на идеально проводящих стенках волновода:

$$E_{q_1}(q_1, q_2) = \sum_{n=0}^N a_n e_n^{(q_1)}(q_1, q_2); \quad E_{q_2}(q_1, q_2) = \sum_{n=0}^N b_n e_n^{(q_2)}(q_1, q_2); \quad E_z(q_1, q_2) = \sum_{n=0}^N c_n e_n^{(z)}(q_1, q_2);$$

$$H_{q_1}(q_1, q_2) = \sum_{n=0}^N \bar{a}_n h_n^{(q_1)}(q_1, q_2); \quad H_{q_2}(q_1, q_2) = \sum_{n=0}^N \bar{b}_n h_n^{(q_2)}(q_1, q_2); \quad H_z(q_1, q_2) = \sum_{n=0}^N \bar{c}_n h_n^{(z)}(q_1, q_2),$$

и подставим эти разложения в уравнения Максвелла:

$$\text{rot}(\vec{E}) = -i\omega\vec{\mu}(q_1, q_2)\mu_0\vec{H}; \quad \text{rot}(\vec{H}) = i\omega\vec{\varepsilon}(q_1, q_2)\varepsilon_0\vec{E}. \quad (7)$$

В результате получаем из (7) шесть дифференциальных уравнений, спроецировав которые на базисные функции, получаем обобщенное матричное уравнение:

$$\begin{bmatrix} 0 & -i\beta \cdot N^{(y)} & -W^{(y)} & M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ i\beta \cdot W^{(z)} & 0 & N^{(z)} & M_{yx} & M_{yy} & M_{yz} \\ N^{(x)} & -W^{(x)} & 0 & M_{zx} & M_{zy} & M_{zz} \\ k_0^2 \bar{M}_{xx} & k_0^2 \bar{M}_{xy} & k_0^2 \bar{M}_{xz} & 0 & -i\beta \cdot \bar{N}^{(x)} & \bar{W}^{(x)} \\ k_0^2 \bar{M}_{yx} & k_0^2 \bar{M}_{yy} & k_0^2 \bar{M}_{yz} & i\beta \cdot \bar{N}^{(y)} & 0 & -\bar{W}^{(y)} \\ k_0^2 \bar{M}_{zx} & k_0^2 \bar{M}_{zy} & k_0^2 \bar{M}_{zz} & -\bar{N}^{(z)} & \bar{W}^{(z)} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \\ \bar{a} \\ \bar{b} \\ \bar{c} \end{bmatrix} = 0. \quad (8)$$

Приравнивая главный определитель (8) нулю, получаем дисперсионное уравнение рассматриваемой структуры. Отметим, что при таком подходе спектральный метод также обеспечивает высокую универсальность и хорошие вычислительные характеристики расчетных алгоритмов – все матрицы, входящие в (8), не зависят ни от частоты, ни от фазовой постоянной, что позволяет вычислить их однократно.

От параметров тензоров магнитной и диэлектрической проницаемости зависят только матрицы M из (8), остальные матрицы (N и W) зависят только от геометрических размеров волновода сравнения и легко вычисляются аналитически.

При применении спектрального метода к расчету открытых диэлектрических волноводов произвольной формы проекционная процедура Галеркина применяется к уравнениям Максвелла, переведенным с помощью двумерного преобразования Фурье в спектральную область. Рассмотрим обобщенную структуру открытого диэлектрического волновода, представленную на рис.2.

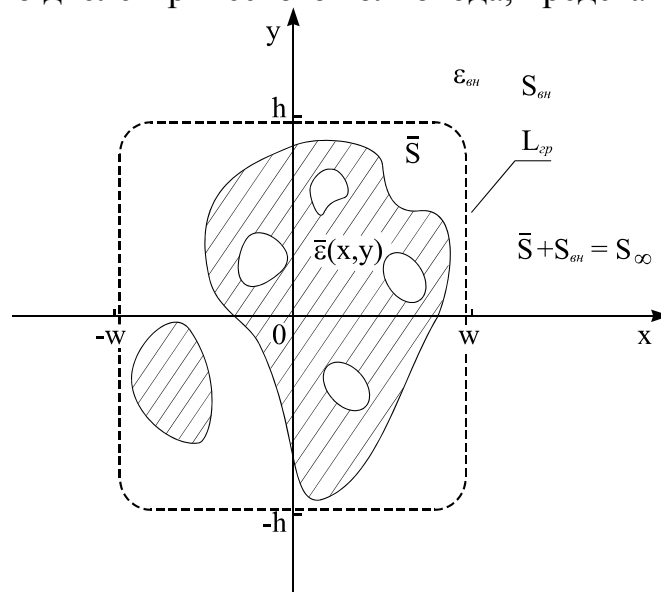


Рис.2 Вид произвольного диэлектрического волновода

Представив уравнения Максвелла в виде:

$$\text{rot rot } \vec{E} = k_0^2 \varepsilon(x, y) \vec{E}, \quad (9)$$

где

$$\varepsilon(x, y) = \begin{cases} \bar{\varepsilon}(x, y) & \text{в пределах } \bar{S} - \text{поперечного сечения ДВ } (-h \leq x \leq h \text{ и } -w \leq y \leq w) \\ \varepsilon_{\text{вн}} & \text{в пределах } S_{\text{вн}} - \text{окружающего пространства } (h < |x| < \infty \text{ и } w < |y| < \infty) \end{cases},$$

будем искать x, y, z -компоненты электрического поля в виде интегральных спектральных представлений:

$$\begin{aligned} E_x(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\rho, \kappa) e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa; \\ E_y(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\rho, \kappa) e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa; \\ E_z(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(\rho, \kappa) e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa. \end{aligned} \quad (10)$$

Представив (9) в виде трех уравнений относительно трех векторных составляющих электрического поля и подставив в полученные уравнения выражения для компонент поля (10), получаем систему из трех интегральных уравнений.

Произведя над данной системой двумерное преобразование Фурье, с учетом равенства

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x, y) e^{-i(\rho-\xi)x} e^{-i(\kappa-\zeta)y} dx dy = \int_{-h}^h \int_{-w}^w (\bar{\varepsilon}(x, y) - \varepsilon_{\text{BH}}) e^{-i(\rho-\xi)x} e^{-i(\kappa-\zeta)y} dx dy + \varepsilon_{\text{BH}} 4\pi^2 \delta(\rho - \xi) \delta(\kappa - \zeta),$$

получаем уравнения относительно неизвестных спектральных функций $a(\rho, \kappa)$, $b(\rho, \kappa)$, $c(\rho, \kappa)$ распределения, эквивалентных уравнениям Максвелла в спектральной области:

$$\begin{aligned} &4\pi^2 a(\xi, \zeta) \cdot (k_0^2 \varepsilon_{\text{BH}} - \beta^2 - \zeta^2) + k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\rho, \kappa) \left[\int_{-h}^h \int_{-w}^w (\bar{\varepsilon}(x, y) - \varepsilon_{\text{BH}}) e^{-i(\rho-\xi)x} e^{-i(\kappa-\zeta)y} dx dy \right] d\rho d\kappa + \\ &+ 4\pi^2 b(\xi, \zeta) \cdot \xi \cdot \zeta + 4\pi^2 c(\xi, \zeta) \cdot \beta \cdot \xi = 0; \\ &4\pi^2 b(\xi, \zeta) \cdot (k_0^2 \varepsilon_{\text{BH}} - \beta^2 - \xi^2) + k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\rho, \kappa) \left[\int_{-h}^h \int_{-w}^w (\bar{\varepsilon}(x, y) - \varepsilon_{\text{BH}}) e^{-i(\rho-\xi)x} e^{-i(\kappa-\zeta)y} dx dy \right] d\rho d\kappa + \\ &+ 4\pi^2 a(\xi, \zeta) \cdot \xi \cdot \zeta + 4\pi^2 c(\xi, \zeta) \cdot \beta \cdot \zeta = 0; \\ &4\pi^2 c(\xi, \zeta) \cdot (k_0^2 \varepsilon_{\text{BH}} - \xi^2 - \zeta^2) + k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(\rho, \kappa) \left[\int_{-h}^h \int_{-w}^w (\bar{\varepsilon}(x, y) - \varepsilon_{\text{BH}}) e^{-i(\rho-\xi)x} e^{-i(\kappa-\zeta)y} dx dy \right] d\rho d\kappa + \\ &+ 4\pi^2 a(\xi, \zeta) \cdot \beta \cdot \xi + 4\pi^2 b(\xi, \zeta) \cdot \beta \cdot \zeta = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

При решении (11) неизвестные функции $a(\rho, \kappa)$, $b(\rho, \kappa)$ и $c(\rho, \kappa)$ ищем в виде разложений по полиномам Эрмита, умноженным на весовые функции:

$$\begin{aligned}
a(\rho, \kappa) &= \sum_{n=0}^N a_n e^{-\frac{(\alpha\rho)^2}{2}} e^{-\frac{(\chi\kappa)^2}{2}} H_{k_n}(\alpha\rho) H_{m_n}(\chi\kappa); \\
b(\rho, \kappa) &= \sum_{n=0}^N b_n e^{-\frac{(\alpha\rho)^2}{2}} e^{-\frac{(\chi\kappa)^2}{2}} H_{k_n}(\alpha\rho) H_{m_n}(\chi\kappa); \\
c(\rho, \kappa) &= \sum_{n=0}^N c_n e^{-\frac{(\alpha\rho)^2}{2}} e^{-\frac{(\chi\kappa)^2}{2}} H_{k_n}(\alpha\rho) H_{m_n}(\chi\kappa).
\end{aligned} \tag{12}$$

Подставив (12) в (11) и выполнив проекционную процедуру над спектральным представлением уравнений Максвелла, с учетом условия ортогональности полиномов Эрмита, получаем систему матричных уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения спектральных функций (12):

$$M \cdot \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = 0, \tag{13}$$

где

$$M = \begin{bmatrix} 4\pi^2 \left((k_0^2 \varepsilon_{BH} - \beta^2) \Re - I \right) + k_0^2 W & 4\pi^2 K & 4\pi^2 \beta \bar{J} \\ 4\pi^2 K & 4\pi^2 \left((k_0^2 \varepsilon_{BH} - \beta^2) \Re - \bar{I} \right) + k_0^2 W & 4\pi^2 \beta J \\ 4\pi^2 \beta \bar{J} & 4\pi^2 \beta J & 4\pi^2 \left(k_0^2 \varepsilon_{BH} \Re - \bar{I} - I \right) + k_0^2 W \end{bmatrix},$$

$$I_{q,n} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \zeta^2 F_n(\xi, \zeta) F_q(\xi, \zeta) d\xi d\zeta; \quad \bar{I}_{q,n} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \xi^2 F_n(\xi, \zeta) F_q(\xi, \zeta) d\xi d\zeta;$$

$$J_{q,n} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \zeta F_n(\xi, \zeta) F_q(\xi, \zeta) d\xi d\zeta; \quad \bar{J}_{q,n} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \xi F_n(\xi, \zeta) F_q(\xi, \zeta) d\xi d\zeta;$$

$$K_{q,n} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \xi \zeta F_n(\xi, \zeta) F_q(\xi, \zeta) d\xi d\zeta;$$

$$W_{q,n} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\rho, \kappa) \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_q(\xi, \zeta) \left(\int_{-h-w}^h \int_{-w}^w (\bar{\varepsilon}(x, y) - \varepsilon_{gn}) e^{-i(\rho-\xi)x} e^{-i(\kappa-\zeta)y} dx dy \right) d\xi d\zeta \right] d\rho d\kappa.$$

Из (13) видно, что ни одна из матриц, входящих в обобщенную матрицу M , не зависит от ни от частоты, ни от постоянной распространения, что позволяет вычислить их один раз. Показывается, что единственная матрица W , зависящая от параметров открытой направляющей структуры $\bar{\varepsilon}(x, y)$, может быть представлена в достаточно простом виде:

$$W_{q,n} = \int_{-h-w}^h \int_{-w}^w (\bar{\varepsilon}(x, y) - \varepsilon_{gn}) T_{q,n}(x, y) dx dy,$$

$$\text{где } T_{q,n}(x, y) = 4\pi^2 \frac{(-i)^{k_n+m_n} i^{k_q+m_q}}{(\alpha\chi)^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{\alpha^2+\chi^2}} H_{k_n}\left(\frac{x}{\alpha}\right) H_{k_q}\left(\frac{x}{\alpha}\right) \cdot H_{m_n}\left(\frac{y}{\chi}\right) H_{m_q}\left(\frac{y}{\chi}\right).$$

Таким образом, спектральным методом получены достаточно простые, легко алгоритмируемые расчетные методики, обладающие высокой степенью универсальности и хорошими вычислительными характеристиками.

Еще одним применением спектрального метода является построение универсальных алгоритмов решения задач дифракции в экранированных волноводах со сложным диэлектрическим заполнением (рис.3).

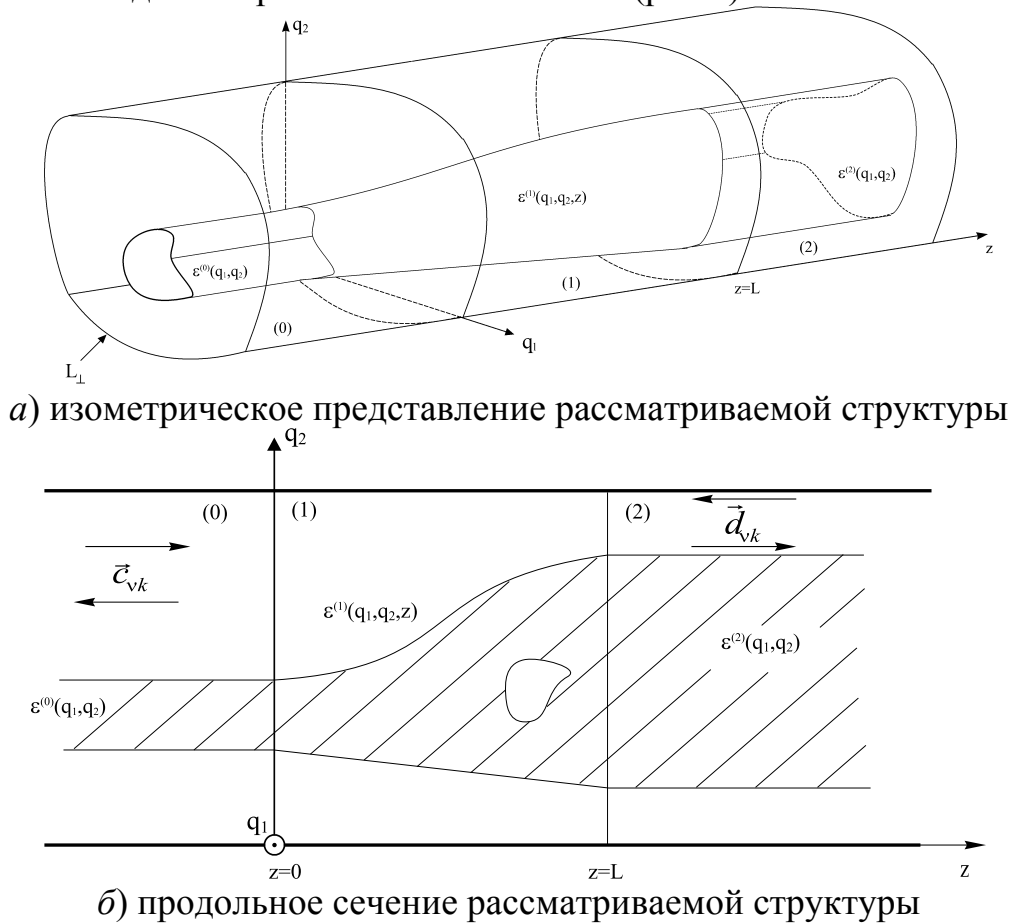


Рис.3 Дифракция волны на переходе между двумя регулярными экранированными волноводами

При решении данной задачи для объема, ограниченного сечениями $z = 0; L$, формулируем задачу о возбуждении на уравнениях Максвелла:

$$M\vec{U}_i - \omega\pi\vec{U}_i = -i \begin{pmatrix} \vec{j} \\ \vec{j}_m \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где $M = i \begin{pmatrix} 0 & -rot \\ rot & 0 \end{pmatrix}$; $\pi = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 \\ 0 & \mu \end{pmatrix}$; $\vec{U}_i = \begin{pmatrix} \vec{E}_i \\ \vec{H}_i \end{pmatrix}$; \vec{U}_i – функция поля в области нерегулярного участка, возбуждаемого i -ой падающей волной левого регулярного волновода.

Граничные условия, соответствующие задаче о возбуждении, запишем в следующем виде:

$$\vec{j}(z=0) = \vec{H}_{\tau_1} - \vec{H}_{\tau_2}; \quad \vec{j}(z=L) = \vec{H}_{\tau_2} - \vec{H}_{\tau_3}; \quad \vec{j}^m(z=0) = \vec{E}_{\tau_2} - \vec{E}_{\tau_1}; \quad \vec{j}^m(z=L) = \vec{E}_{\tau_3} - \vec{E}_{\tau_2}.$$

По аналогии с задачей расчета регулярных структур, для описания поперечного распределения поля \vec{U}_i в области перехода между двумя регулярными волноводами (0) и (2) (рис.3), будем использовать разложение по базисным функциям:

$$\vec{U}_i = \sum_n a_n(z) f_n(q_1, q_2), \quad (15)$$

где $f_n(q_1, q_2)$ - функции, входящие в базис, обладающий свойством полноты, и удовлетворяющие граничным условиям на идеально проводящей поверхности волновода.

Представим амплитудные коэффициенты $a_n(z)$ в виде разложений по гармоническим функциям с периодом L , где L – протяженность области (1):

$$a_n(z) = \sum_{m=0} (\bar{a}_{mn} \sin \gamma_m z + \bar{b}_{mn} \cos \gamma_m z), \quad (16)$$

$$\text{где } \gamma_m = \frac{\pi m}{L}.$$

Таким образом, поле в области (1), являющейся областью перехода между двумя регулярными волноводами, будет представляться в виде трехкоординатного разложения по базисным функциям $f_n(q_1, q_2)$ и по гармоническим функциям $\sin \gamma_m z$ и $\cos \gamma_m z$.

В соответствии с процедурой Галеркина домножаем уравнение (14) на функции базиса разложения, образующие представление поля в нерегулярном участке волноводного тракта, и интегрируем по объему, соответствующему этому участку, заключенному между сечениями $z = [0 \div L]$, получая систему уравнений:

$$\begin{aligned} ((M\vec{U}_i - \omega\pi\vec{U}_i), f_n(x, y) \sin \gamma_m z) &= 0; \\ ((M\vec{U}_i - \omega\pi\vec{U}_i), f_n(x, y) \cos \gamma_m z) &= 0, \end{aligned} \quad (17)$$

относительно коэффициентов: $\bar{a}_{mn}, \bar{b}_{mn}$. Интегралы от правой части уравнения (14) при выполнении вышеуказанной процедуры обращаются в нуль ввиду того, что источники \vec{j} и \vec{j}^m находятся в интервале интегрирования $\Delta z \rightarrow 0$ (поверхностные токи).

Домножая уравнение (14) на собственные функции краевых задач, соответствующих поперечным сечениям $z = 0; L$, и интегрируя в пределах этих сечений, получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} ((\vec{E}_{\tau_1} - \vec{E}_{\tau_2}), f_n(x, y)) &= 0; \quad ((\vec{H}_{\tau_1} - \vec{H}_{\tau_2}), f_{vk}(x, y)) = 0; \\ ((\vec{E}_{\tau_2} - \vec{E}_{\tau_3}), f_n(x, y)) &= 0; \quad ((\vec{H}_{\tau_2} - \vec{H}_{\tau_3}), f_{\bar{v}\bar{k}}(x, y)) = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

относительно коэффициентов: $\bar{a}_{mn}; \bar{b}_{mn}; \bar{c}_{vk}; \bar{d}_{vk}; \bar{p}_{vk}; \bar{q}_{vk}$.

Таким образом, получаем две системы линейных алгебраических уравнений (17) и (18). Система (17) является однородной и обеспечивает выполнение уравнений Максвелла в области перехода между двумя регулярными волново-

дами (0) и (2). Система (18) является неоднородной и обеспечивает условие «сшивания» тангенциальных компонент поля на границах раздела областей волновода (0)-(1) и (1)-(2). Объединив две данные системы линейных уравнений в одну и решив полученное обобщенное неоднородное матричное уравнение, получаем решение дифракционной задачи спектральным методом.

Предлагаемый подход к решению задач дифракции обладает теми же преимуществами, которые демонстрирует спектральный метод при расчете дисперсионных характеристик экранированных и открытых структур – независимость рассчитываемых элементов матриц от частоты и постоянных распространения, а также высокая универсальность метода.

Во второй главе диссертации:

Представлена алгоритмическая реализация и численные результаты применения спектрального метода к расчету ряда направляющих экранированных структур - планарных, прямоугольных и круглых закрытых волноводов с произвольным диэлектрическим заполнением.

В частности, проведено детальное исследование дисперсионных характеристик круглых волноводов с градиентным профилем диэлектрического заполнения (рис.4). В главе также представлены алгоритмы строгого расчета данных волноводов посредством метода частичных областей (МЧО), при котором плавный профиль изменения диэлектрической проницаемости заменялся представлялся в виде многослойной аппроксимации, и проведено сравнение полученных двумя методами характеристик, продемонстрировавшее полное совпадение результатов.

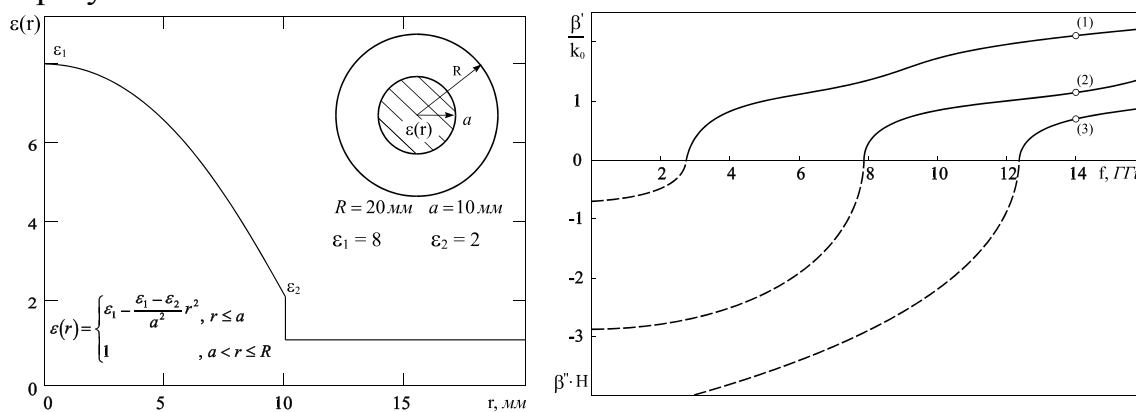


Рис.4 Полученные спектральным методом характеристики E-волн круглого волновода с параболическим профилем диэлектрического заполнения

На основе полученных на базе спектрального метода алгоритмов приведены результаты численных исследований, показана высокая эффективность и работоспособность предложенного метода. Отмечен ряд особенностей полученных алгоритмов, позволяющих существенно ускорить процедуру расчета дисперсионных характеристик и использовать разработанные алгоритмы в качестве основы для построения систем автоматизированного проектирования.

На основе МЧО и аппарата LM и LE-волн разработана методика расчета экранированных волноводов со сложным диэлектрическим заполнением, которое представляется в виде многоступенчатой аппроксимации. В главе приведены результаты расчетов целого ряда направляющих структур со сложным диэлектрическим заполнением, произведенных как на базе МЧО, так и на основе спектрального метода. Показано, что результаты расчетов обоими методами полностью совпадают, однако использование МЧО для расчета прямоугольных волноводов со сложным некоординатным заполнением сопряжено со значительными вычислительными затратами, а также со сложностью аналитических преобразований при разработке алгоритма.

Реализация спектрального метода, в отличие от МЧО, не зависит от сложности диэлектрического заполнения рассматриваемых структур - дисперсионные характеристики, приведенные на рис.5, рассчитывались с помощью спектрального метода за одинаковое время и не требовали никаких предварительных аналитических преобразований, что обеспечивает высокую степень универсальности спектрального метода.

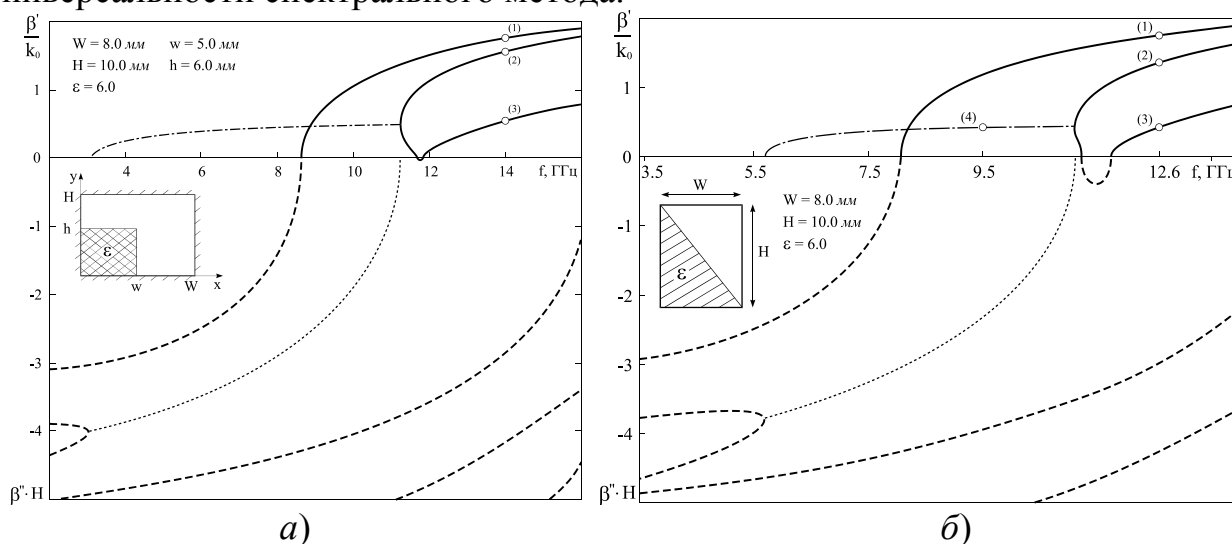


Рис.5 Дисперсионные характеристики прямоугольного волновода с частичным диэлектрическим заполнением

Все полученные в диссертации результаты контролировались всесторонне – анализом сходимости, проверкой ортогональности, сравнением с другими методами и т.д. В частности, для прямоугольного волновода с диагональным заполнением в качестве проверки производился расчет мощности по поперечному сечению волновода для комплексной волны (точка (4) на дисперсионной характеристике рис.5б), который, как известно [21], должен быть равен нулю. Полученные результаты численного расчета мощности в области диэлектрика (Π_1) и в области, свободной от диэлектрика (Π_2), приведены ниже:

$$\Pi_1 = \oint_{S_1} [\vec{E} \times \vec{H}^*] d\vec{S} = \int_0^W \int_0^{y(x)} [\vec{E} \times \vec{H}^*] dy dx = 6.27215453947621 - 1.52814418520953 \cdot i,$$

$$\Pi_2 = \oint_{S_2} [\vec{E} \times \vec{H}^*] d\vec{S} = \int_0^W \int_{y(x)}^H [\vec{E} \times \vec{H}^*] dy dx = -6.27215453947629 + 1.52814418520947 \cdot i,$$

где $y(x) = H - \frac{H}{W}x$ - выражение, описывающее границы раздела диэлектриков.

Видно, что сумма потоков мощности в двух областях равна нулю с погрешностью до 12 знака после запятой.

В главе также предлагается метод строгого электродинамического анализа диэлектрических волноводов с произвольной формой поперечного сечения, находящихся между двумя бесконечными идеально проводящими плоскостями. Разработанный подход к решению краевой задачи основан на МЧО и на аппарате LM и LE-мод и заключается в следующем: поля в каждом слое рассматриваемой системы представляются в виде разложений по собственным функциям соответствующих краевых задач, после чего проекционным методом производится процедура их сшивания на границах раздела частичных областей. На основе данного подхода создан алгоритм, позволяющий проводить расчет сложных «полуоткрытых» диэлектрических волноводов и тестовый контроль результатов, полученных спектральным методом.

В главе демонстрируется применение построенных на базе спектрального метода алгоритмов в комплексах автоматизированного применения.

В третьей главе диссертации:

На основе спектрального метода получены результаты расчета ряда открытых волноводов (в том числе многослойных планарных и круглых диэлектрических волноводов с произвольным числом слоев, рассчитанных также и с помощью метода частичных областей). Сравнение результатов, полученных с помощью МЧО и спектрального метода для открытых диэлектрических волноводов с координатными границами (рис.6) демонстрируют их полное совпадение.

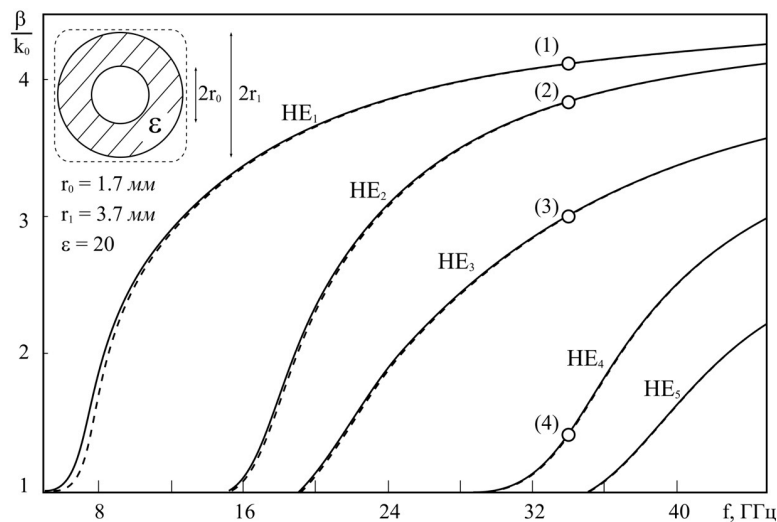


Рис.6 Дисперсионные характеристики трубчатого открытого волновода, (МЧО - сплошные линии; спектральный метод - пунктирные линии)

Показывается высокая эффективность и универсальность спектрального метода для расчета направляющих характеристик открытых диэлектрических волноводов сложной некоординатной формы, расчет которых методом частич-

ных областей и большинством иных строгих электродинамических методов практически невозможен (рис.7-8).

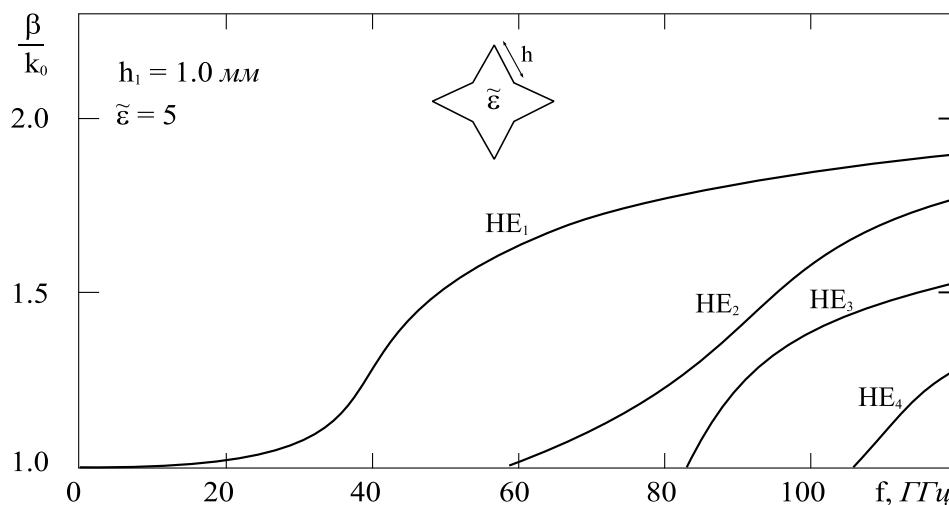


Рис.7 Дисперсионные характеристики звездообразного открытого ДВ

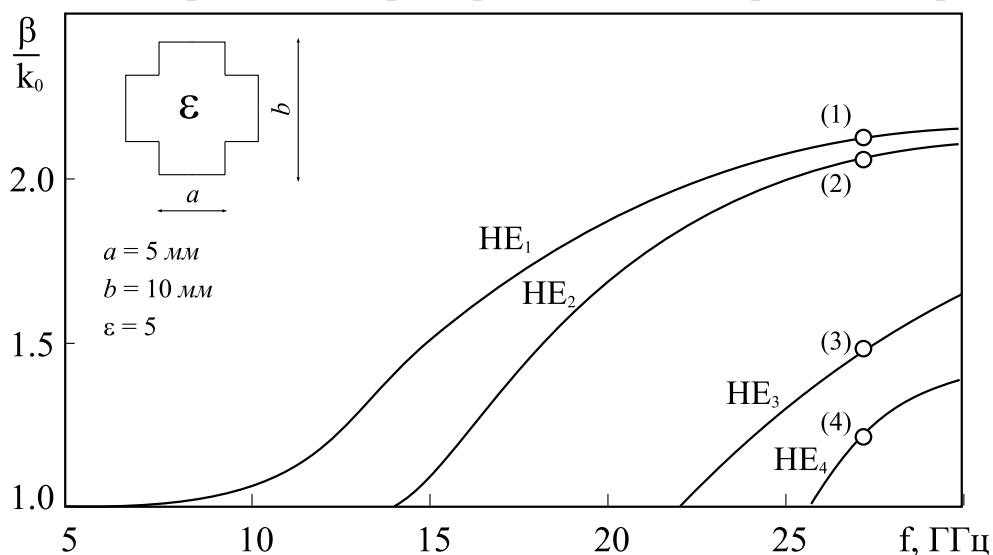


Рис.8 Дисперсионные характеристики «крестообразного» открытого ДВ

Приводятся полученные на основе спектрального метода результаты расчета прямоугольного, ромбовидного, звездообразного и других видов диэлектрических открытых волноводов, при этом производится тестирование корректности полученных решений путем проверки ортогональности собственных волн. Продемонстрирована высокая сходимость, универсальность и быстроедействие разработанных на базе спектрального метода алгоритмов.

В главе показывается применение построенных на базе спектрального метода алгоритмов в комплексах автоматизированного применения, приводятся примеры рассчитанных направляющих структур, нашедших практическое применение.

В четвертой главе диссертации:

Описывается применение спектрального метода к расчету экранированных волноводов с произвольным магнито-диэлектрическим анизотропным за-

полнением. Приводятся результаты численных исследований ряда направляющих структур. В частности, решена практически важная задача расчета дисперсионных характеристик ферритового волновода с произвольным углом подмагничивающего поля, при котором все элементы тензора магнитной проницаемости отличны от нуля (рис.9).

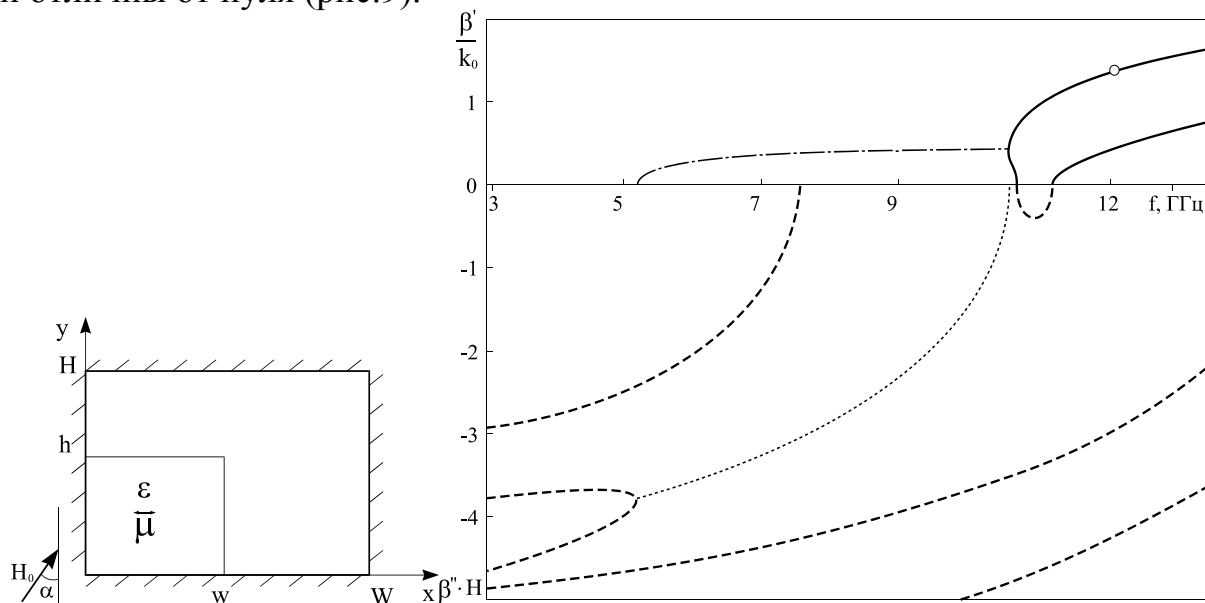


Рис.9 Прямоугольный волновод с угловой ферритовой вставкой

Полученные с помощью спектрального метода результаты расчета продольных постоянных распространения для прямой и обратной волны волновода с ферритовой вставкой при меняющемся угле подмагничивающего поля приведены на рис.10.

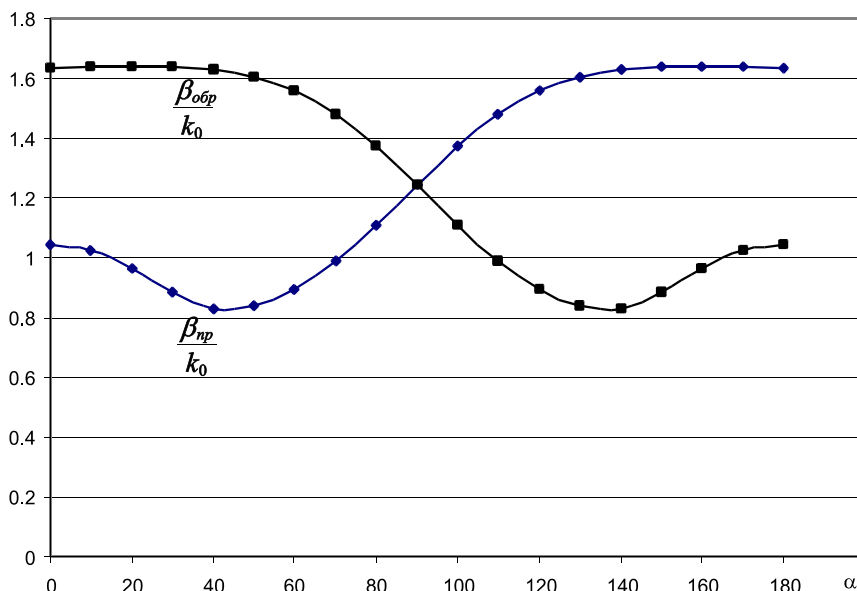


Рис.10 Зависимость β_{np} и $\beta_{обр}$ от угла направления подмагничивающего поля

На рис.11 представлено рассчитанное спектральным методом распределение вектора Умова-Пойнтинга по поперечному сечению рассматриваемого

волновода для прямой и обратной волны в прямоугольном волноводе с ферритовой вставкой.

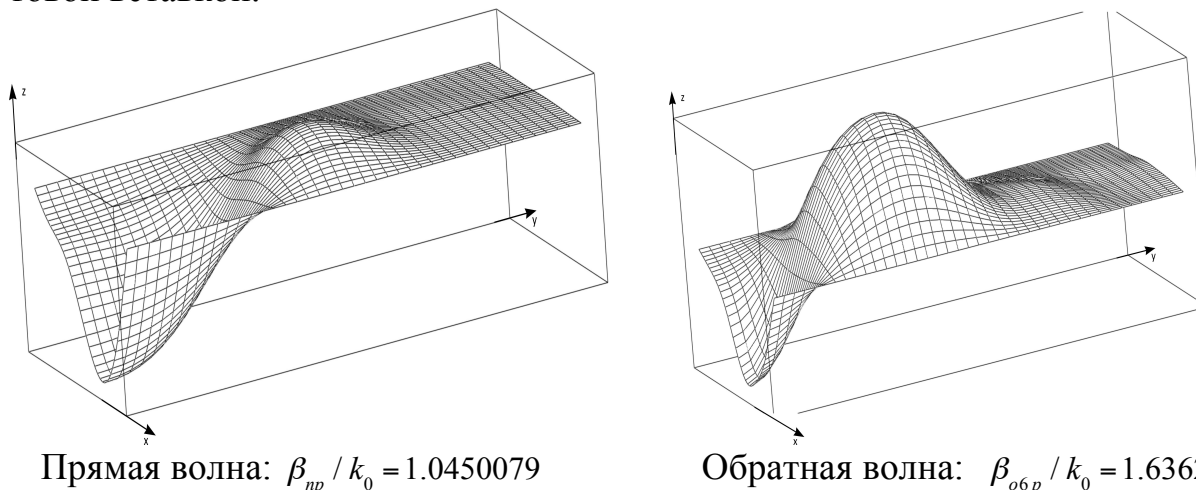


Рис.11 Распределение поля в прямоугольном волноводе с ферромагнитной вставке при угле подмагничивания 45 градусов

В главе описываются особенности разработанных алгоритмов, позволяющих существенно ускорить процедуру расчета дисперсионных характеристик в частотном диапазоне и позволяющих использовать созданные алгоритмы в качестве основы для построения систем автоматизированного проектирования, обеспечивающей возможность не только расчета заданных анизотропных структур, но и проведение автоматизированной оптимизации их параметров. Приводятся примеры рассчитанных анизотропных направляющих структур, нашедших практическое применение.

В пятой главе диссертации:

Описывается применение спектрального метода к решению задачи дифракции волн на произвольных переходах (в том числе плавных) в экранированных волноводах с произвольным частичным диэлектрическим заполнением. Демонстрируется работоспособность, универсальность и эффективность созданных алгоритмов, позволяющие использовать их в качестве базы для построения систем автоматизированного проектирования. Отмечается существенное преимущество предложенного метода, заключающееся в освобождении от необходимости учета комплексных волн в области перехода между двумя сопрягаемыми волноводами (при этом в самих волноводах учет комплексных волн в спектре, безусловно, необходим).

На базе МЧО рассмотрен подход к решению задач дифракции поля на стыке открытых планарных диэлектрических волноводов, заключающийся в замене открытой системы на закрытую путем введения идеально проводящих бесконечных плоскостей, удаленных на достаточно большое расстояние от планарных волноводов. Показано, что задачи дифракции в открытых планарных диэлектрических волноводах могут быть заменены на задачи дифракции в экранированных структурах, которые позволяют достаточно точно рассчиты-

вать интегральные характеристики (коэффициенты отражения, прохождения и преобразования волн, а также потери на излучение) нерегулярных участков, возникающих в местах соединения открытых направляющих структур.

На рис.12 представлены результаты расчета плавного перехода между двумя планарными волноводами, смоделированного в виде многоступенчатой аппроксимации (МЧО) и результаты, полученные с помощью спектрального метода.

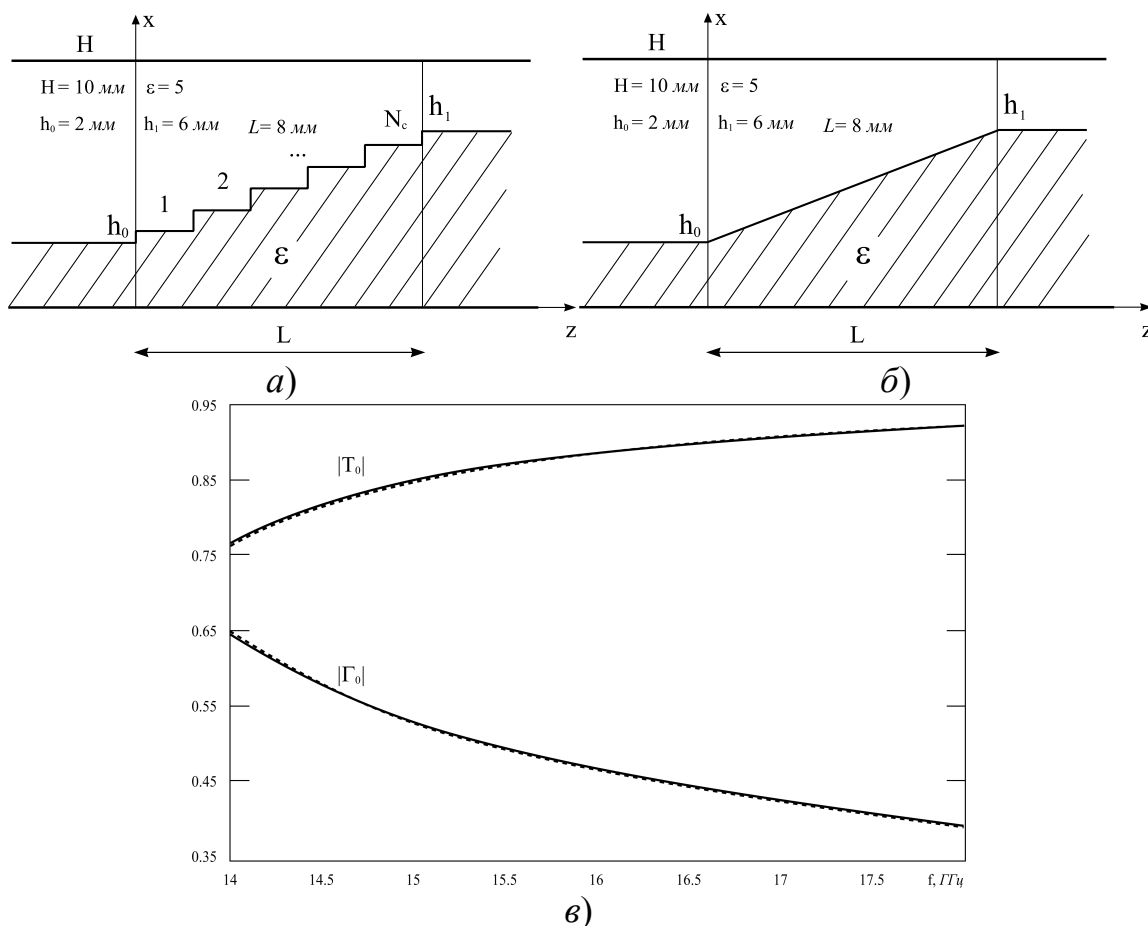


Рис.12 Расчет плавного перехода с помощью МЧО и спектрального метода

Приведенные графики демонстрируют полное совпадение результатов, при этом использование спектрального метода, в отличие от МЧО, не требует предварительных громоздких аналитических преобразований.

В главе также представлена методика расчета дифракции электромагнитных волн на многоступенчатых и плавных переходах между планарными диэлектрическими волноводами. Дается общий алгоритм, позволяющий проводить расчет характеристик плавных переходов произвольной формы с использованием многоступенчатых аппроксимаций со сколь угодно большим числом ступеней.

В главе приведены результаты расчета спектральным методом ряда дифракционных структур, в том числе полностью трехмерных (рис.13-14).

Показано, что расчет с помощью МЧО дифракционных характеристик структур, подобных представленным на рис.13, представляет собой весьма

сложную задачу как в вычислительном отношении, так и с точки зрения объема необходимых аналитических преобразований. В то же время применение спектрального метода не требует никаких дополнительных аналитических преобразований, являясь полностью унифицированным.

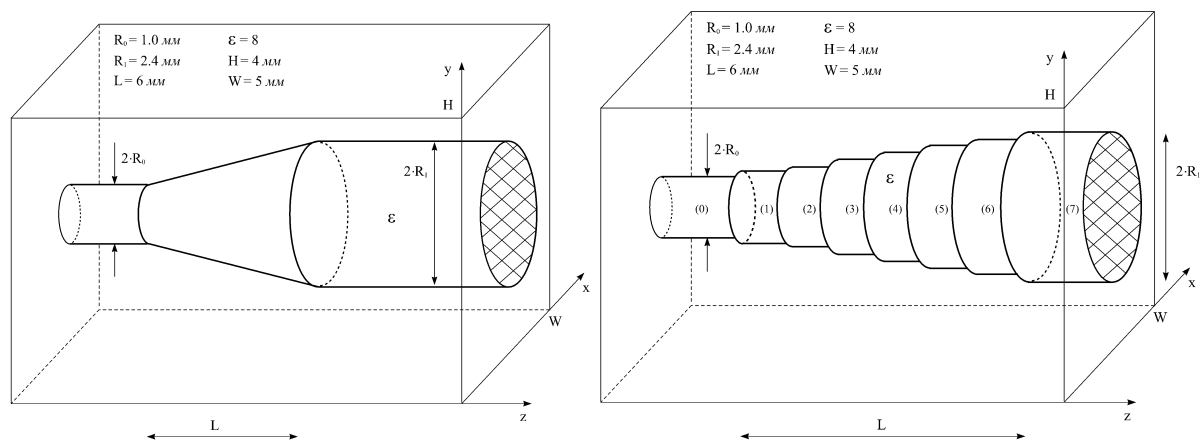


Рис.13 Плавный переход между двумя прямоугольными волноводами с частичным диэлектрическим заполнением в виде цилиндров

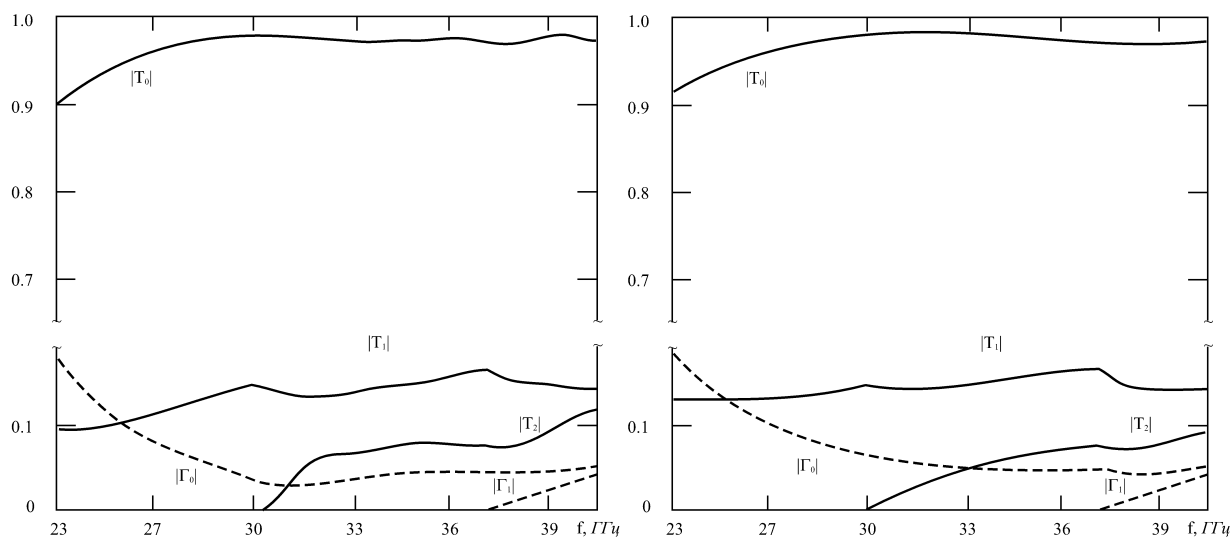


Рис.14 Результаты расчета многоступенчатого перехода методом частичных областей

В главе также проведено численное сравнение результатов расчета дифракции на плавных переходах, полученных посредством МЧО и спектрального метода, показано существенное преимущество спектрального метода с точки зрения универсальности, простоты алгоритмизации и скорости вычислений.

Показана перспективность разработанных на базе спектрального метода алгоритмов для автоматизированного проектирования согласующих и частотно-избирательных устройств различного класса [22-23].

В шестой главе диссертации:

Описываются результаты практического внедрения представленных в диссертации методик и алгоритмов расчета. Приводится описание созданных на основе спектрального метода и МЧО комплексов программ, обеспечивающих высокое быстродействие, обширный перечень рассчитываемых параметров (дисперсионные характеристики, структуру распределения поля и т.д.) и наглядность представления полученных результатов. Описаны устройства СВЧ, КВЧ и оптического диапазона, разработанные при помощи средств проектирования, созданных в ходе работы над диссертацией.

Разработанные в диссертации методы, алгоритмы и программное обеспечение были внедрены в ФГУП «ФНПЦ НИИИС» при проведении ряда выполняемых в рамках Гособоронзаказа НИР и ОКР, а также в ИХВВ РАН при выполнении работ по проектированию оптоволоконных устройств и в НГТУ при проведении научно-исследовательских работ и в учебном процессе.

В заключении изложены итоги исследований и сведения об их внедрении.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1) В диссертационной работе предложен спектральный метод расчета дисперсионных и дифракционных характеристик экранированных и открытых волноводов произвольной формы СВЧ, КВЧ и оптического диапазона.

2) Предложенный спектральный метод расчета направляющих и дифракционных структур обладает следующими особенностями:

а) Автономное разложение компонент поля по базисным функциям (в виде рядов для экранированных структур и в виде непрерывного спектра для открытых волноводов).

б) Установление связи между компонентами поля через коэффициенты разложения, определяемые после применения процедуры Галеркина к уравнениям Максвелла.

в) Применение метода Галеркина применяется непосредственно к уравнениям Максвелла без использования калибровки Лоренца.

г) Выполнение граничных условий на идеально проводящих поверхностях и на бесконечности (в случае открытых структур) за счет выбора базисных функций.

д) Выполнение граничных условий на поверхностях раздела сред в результате осуществления процедуры Галеркина.

2) С помощью спектрального метода в диссертации детально исследованы следующие задачи:

а) Расчет дисперсионных характеристик закрытых регулярных волноводов со сложным диэлектрическим заполнением (в том числе с комплексными значениями диэлектрической проницаемости). Приведены результаты расчета

ряда востребованных на практике направляющих структур, даны рекомендации по проектированию ряда устройств СВЧ и КВЧ диапазона.

б) Расчет дисперсионных характеристик закрытых регулярных волноводов со сложным анизотропным магнитным и диэлектрическим заполнением. Приведены результаты расчета характеристик ферритовых структур при произвольном угле направления подмагничивающего поля. Проведен расчет и даны рекомендации по проектированию применяемых на практике СВЧ-вентилей.

в) Расчет дисперсионных характеристик открытых диэлектрических волноводов сложной формы поперечного сечения. Приведены результаты строгого электродинамического расчета открытых диэлектрических волноводов сложной формы (прямоугольной, многогранной, звездообразной и т.д.). Приведены результаты расчета и даны рекомендации по автоматизированному проектированию волоконных и планарных световодов со сложной формой профиля показателя преломления.

3) На основе созданных на базе спектрального метода алгоритмов решены практически важные задачи дифракции электромагнитных волн на неоднородностях в экранированных волноводах со сложным диэлектрическим заполнением. Показана высокая универсальность и быстродействие спектрального метода применительно к решению задач дифракции на неоднородностях в экранированных волноводах.

4) Все представленные в диссертации алгоритмы и методики расчетов реализованы в виде программного обеспечения, внедренного в ряде предприятий и используемого в исследовательской работе и при проектировании устройств СВЧ, КВЧ и оптического диапазона.

Публикации по теме диссертации:

По теме диссертации опубликовано 86 печатных работ, из них 43 статьи, 41 тезис докладов на конференциях, одна коллективная монография, одно свидетельство на полезную модель.

Статьи в рецензируемых изданиях, рекомендованных ВАК:

1. Титаренко, А.А. Спектральный метод и его применение при решении задач дифракции в закрытых волноводах // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т. 16. № 4. С. 27-32.
2. Темнов, В.М. Электродинамический анализ волноведущих диэлектрических структур / В.М. Темнов, Р.В. Бударрагин, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2001. № 4. С. 21-27.
3. Темнов, В.М. Электродинамический анализ ступенчатых переходов в плоском волноводе с частичным диэлектрическим заполнением

- / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 1998. Т. 1. № 4. С. 17-23.
4. Раевский, А.С. Комплексные волны во внутренних задачах дифракции / А.С. Раевский, С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 12. С. 1427-1435.
 5. Калмык, В.А. Особенности собственных волн экранированных многослойных круглых волноводов / В.А. Калмык, А.А. Титаренко, Д.В. Тюрин // Антенны. 2004. № 1 (80). С.42-45.
 6. Раевский, А.С. Основная особенность направляющих структур, описываемых несамосопряженными электродинамическими операторами / А.С. Раевский, С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Письма в журнал технической физики. 2004. Т.30. вып.1. С.56-64.
 7. Малахов, В.А. Комплексные волны в проекционных методах решения электродинамических задач / В.А. Малахов, А.С. Раевский, А.А. Титаренко // 2007. Антенны. № 11(126). С. 19-29.
 8. Катин, С.В. Расчет многослойных планарных диэлектрических волноводов с потерями / С.В. Катин, А.А. Титаренко // Антенны. № 5(108). 2006. С. 24-27.
 9. Раевский, С.Б. Комплексные волны в цилиндрическом волноводе с диэлектрической втулкой. / С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Антенны. №12 (79). 2003. С. 73-76.
 10. Темнов, В.М. Метод расчета многослойных и градиентных круглых оптических волноводов / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2001. № 2. С. 53-57.
 11. Темнов, В.М. Краевые волны в направляющих металлодиэлектрических структурах / В.М. Темнов, Р.В. Бударрагин, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2002. № 1. С. 44-53.
 12. Темнов, В.М. Метод реберных трубок в задачах дифракции электромагнитных волн / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2000. № 1. С. 29-37.
 13. Темнов, В.М. Моделирование многоступенчатых и плавных переходов для устройств КВЧ и оптического диапазонов / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2000. № 2. С. 32-38.
 14. Бажилов, В.А. Методика электродинамического анализа экранированных волноведущих структур с плоскопараллельным слоистым диэлектрическим заполнением / В.А. Бажилов, А.А.Титаренко // Информационно-измерительные и управляющие системы. 2005. Т. 3. № 1. С. 63-69.
 15. Темнов, В.М. Электродинамический расчет коаксиально-радиального перехода / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2001. № 1. С. 21-26.
 16. Бударрагин, Р.В. Расчет плавных переходов в круглом экранированном волноводе. / Р.В. Бударрагин, А.А. Радионов, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2000. № 2. С. 27-29.

17. Бударагин, Р.В. Расчет плавных переходов в коаксиальной линии передач / Р.В. Бударагин, А.А. Радионов, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2001. № 2. С. 53-57.
18. Темнов, В.М. Электродинамический анализ радиального сумматора/делителя мощности / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Радиотехника. 2001. № 12. С. 60-66.
19. Темнов, В.М. А.А. К расчету широкополосных коаксиально-радиальных переходов / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 1. С. 77-79.
20. Бударагин, Р.В. Учет комплексных волн в волноводных задачах дифракции / Р.В. Бударагин, С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Антенны. № 6 (85). 2004. С. 34-38.
21. Раевский, С.Б. Метод расчета прямоугольных закрытых волноводов с произвольным диэлектрическим заполнением / С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Антенны. 2007. № 2 (117). С. 4-11.
22. Раевский, С.Б. Расчет дисперсии симметричных волн круглого волновода с произвольным заполнением / С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, Т.10, №1, 2007, с.89-94.
23. Раевский, С.Б. Комплексные волны в проекционных методах решения дифракционных задач / С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Антенны. 2007. № 11(126). С. 19-29.
24. Раевский, С.Б. Методы расчета поперечно-неоднородных направляющих структур / С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Антенны. 2007. № 11(126), С.4-11.
25. Раевский, С.Б. Расчет открытых продольно-регулярных диэлектрических волноводов с произвольным поперечно-неоднородным сечением / С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. № 11. С. 1285-1299.
26. Агалаков, А.Н. Адаптация метода Галеркина к внутренним задачам дифракции / А.Н. Агалаков, С. Б. Раевский, Титаренко А.А. // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2011. Т. 51. №10. С.1857–1866.
27. Раевский, С.Б. Решение внешних краевых задач о распространении электромагнитных волн в открытых диэлектрических структурах / С.Б. Раевский, А.Ю. Седаков, Титаренко А.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. Т. 14. № 3. С.6-10, 2011.
28. Агалаков, А.Н. Применение модифицированного метода Галеркина к решению задач дифракции / А.Н. Агалаков, С. Б. Раевский, А.А. Титаренко // Радиотехника и электроника. Т.56. № 7. 2011. С. 773-781.
29. Агалаков, А.Н. О решении краевых задач для волноводов с анизотропным заполнением / А.Н. Агалаков, С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2013. Т. 53. № 7, С. 95–105.

30. Агалаков, А.Н. Спектральный метод расчета прямоугольных экранированных волноводов с произвольным анизотропным заполнением / А.Н. Агалаков, С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Радиотехника и электроника. 2013. Т.58. №6. С.1–11.
31. Раевский, С.Б. Решение внешней краевой задачи о распространении электромагнитных волн в направляющей диэлектрической структуре произвольного поперечного сечения / С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2009. Т. 49. № 12. С. 2201-2213.
32. Титаренко, А.А. Применение спектрального метода к расчету дисперсии волн регулярных волноводов с произвольным диэлектрическим заполнением // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2013. Т. 16. № 3. С. 86-91.

Статьи в периодических изданиях:

33. Raevskii, S.B. Calculation of Open Longitudinally Regular Dielectric Waveguides with an Arbitrary Transversely Inhomogeneous Section / S. B. Raevskii, A.A. Titarenko // ISSN 1064-2269, Journal of Communications Technology and Electronics. -2009. -V. 54. -№ 11. -P.1213–1227.
34. Темнов В.М. Об особенностях распространения электромагнитных волн в экранированном диэлектрическом волноводе / В.М. Темнов, Р.В. Бударагин, А.А. Титаренко // Электродинамика и техника СВЧ, КВЧ и оптических частот. 2001. Т. 9. № 2(30). С.91-96.
35. Raevskii, S.B. Solution of the exterior boundary value problem of electromagnetic waves propagating in a dielectric waveguide with an arbitrary cross section / S.B. Raevskii, A.A. Titarenko // Computational mathematics and mathematical physics. -2009. -V. 49. -№ 12. -P.2103-2116.
36. Темнов В.М. Краевые волны в волноведущих металло-диэлектрических структурах / В.М. Темнов, Р.В. Бударагин, А.А. Титаренко // Электродинамика и техника СВЧ, КВЧ и оптических частот. 2002. Т.10. №2(34). С. 51-54.
37. Agalakov, A. N. A Spectral Method for Calculation of Rectangular Shielded Waveguides with an Arbitrary Anisotropic Filling / S. B. Raevskii, Titarenko A.A. // ISSN 1064_2269, Journal of Communications Technology and Electronics. -2013. -V. 58. -№ 6, -P. 498–508.
38. Темнов, В.М. Расчет многослойных и градиентных планарных диэлектрических волноводов / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ. 1999. № 4. С. 83-87.
39. Raevskii, A.S. The main feature of the guide structures described by non-self-conjugate electrodynamic operators / A.S. Raevskii, S.B. Raevskii, A.A. Titarenko // Technical Physics Letters. -2004. -V. 30, -№ 1. -P.26-29.

40. Темнов, В.М. Метод граничных элементов в задаче дифракции на периодической поверхности / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ. 1999. № 4. С. 72-82.
41. Agalakov, A.N. Adaptation of the Galerkin Method to Interior Diffraction Problems / A.N. Agalakov, S.B. Raevskii, A.A. Titarenko // Computational Mathematics and Mathematical Physics. -2011. -V. 51. -№ 10. -P.1746–1755.
42. Темнов, В.М. Анализ и оптимизация многоканальных радиальных сумматоров мощности / В.М. Темнов, А.А. Титаренко // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ. 2001. № 1, С. 54-64.
43. Agalakov, A.N. Solution of Boundary Value Problems for Waveguides with Anisotropic Filling / A.N. Agalakov, S.B. Raevskii, A.A. Titarenko // Computational mathematics and mathematical physics. -2013. -V. 53. -№ 7. -P.937-946.

Свидетельство на полезную модель:

44. Темнов, В.М. Реберно-диэлектрический волновод / В.М. Темнов, Р.В. Бударгин, А.А. Титаренко // Свидетельство на полезную модель № 26688, зарегистрировано 10.12.2002.

Монография:

45. Белов, Ю.Г. Математические методы прикладной электродинамики / Ю.Г. Белов, А.А. Денисенко, А.И. Ермолаев, С.Б. Раевский, А.А. Титаренко // -М.: Радиотехника, 2007. – 124 с.

Литература:

- 1) Хансперджер, Р. Интегральная оптика: теория и технология // -М.: Мир, 1998. -385 с.
- 2) Унгер, Х.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. -М.: Мир. 1980. - 656с.
- 3) Тамир, Т. Интегральная оптика. -М.: Мир. 1978. - 344с.
- 4) Унгер, Х.Г. Оптическая связь. - М.: Связь. 1979. - 264с.
- 5) Ильинский, А.С. Математические модели электродинамики / А.С. Ильинский, В.В. Кравцов, А.Г. Свешников. -М.: Высшая школа. 1991. - 195с.
- 6) Клеев, А.И. Численные методы расчета диэлектрических волноводов (волоконных световодов). Частные методы / А.И. Клеев, А.Б. Маненков, А.Г. Рожнев // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 38. № 5. С.769-788.

- 7) **Вайнштейн, Л.А.** Теория дифракции и метод факторизации. -М.: Сов. Радио, 1966. – 428 с.
- 8) **Курушин, Е.П.** Электродинамика анизотропных волноведущих структур / Е.П. Курушин, Е.И. Нефедов. –М.: Наука, 1983. –224 с.
- 9) **Никольский, В.В.** Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. -М.: Наука, 1967. -460с.
- 10) **Ильинский, А.С.** Колебания и волны в электродинамических системах с потерями / А.С. Ильинский, Г.Я. Слепян. – М.: МГУ, 1983. -213с.
- 11) **Rozmann, A.** Low-difference profile optic lightguides analysis // Optic Journal. № 2. 2010. P.43-46.
- 12) **Сотская, Л.И.** Метод интегрального уравнения в теории слабонаправляющих неоднородных оптических волноводов // Журнал технической физики. 2002. Т. 72. № 12. С.1–8.
- 13) **McDougall, M. J.** Infinite elements for the analysis of open dielectric waveguides / M.J. McDougall, J.P. Webb // IEEE transactions on microwave theory and techniques. 1989. V. 37. № 11. P.1724-1731.
- 14) **Wong, S. H.** Numerically stable finite element method for the Galerkin solution of eddy current problems / S.H. Wong, Z.J. Cendes // IEEE transactions on microwave theory and techniques. 1989. V. 25. № 4. P.3019-3021.
- 15) **Рожнев, А.Г.** Расчет диэлектрических волноводов вблизи критических частот / А.Г. Рожнев, А.И. Клеев, А.Б. Маненков // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42. № 7. С.785–792.
- 16) **Боголюбов, А.Н.** Математическое моделирование волноведущих систем на основе метода конечных разностей и метода конечных элементов / А.Н. Боголюбов, И.А. Буткарев, Д.В. Минаев, И.Е. Могилевский // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 2. С.14-19.
- 17) **Бровко, А.В.** Исследование трехмерных электромагнитных полей в радиоэлектронных и поляризационных системах методом реберных конечных элементов // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Саратов, 1999. -163с.
- 18) **Назаров, А.В.** О спектре волн круглого открытого ферритового волновода / А.В. Назаров, С.Б. Раевский // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49. № 4. С. 439-444.
- 19) **Кудрин, А. В.** О дисперсионных и согласующих свойствах неоднородных плазменных волноводов / А.В. Кудрин, Г.А. Марков // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34, № 2. С. 163-172.
- 20) **Неганов, В.А.** Линейная макроскопическая электродинамика. Том 2. / В.А. Неганов, С.Б. Раевский, Г.П. Яровой. –М.: Радио и связь. 2001. - 517с.

- 21) **Раевский, А.С.** Комплексные волны / А.С. Раевский, С.Б. Раевский. – М.: Радиотехника, 2010. – 223 с.
- 22) **Бабунько, С.А.** Расчет и исследование полосовых фильтров в миниатюрном гибридно-интегральном исполнении / С.А. Бабунько, О.С. Орлов // Информационно-измерительные и управляющие системы. 2005. № 1. С.52-56.
- 23) **Безбородов, Ю.М.** Фильтры СВЧ на диэлектрических резонаторах / Ю.М. Безбородов, Т.Н. Нарытник, В.Б. Федоров. –Киев: Техника. 1989. С.184.

Подписано в печать 21.04.2014. Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная.

Печать офсетная. Уч.-изд. л. 2,0. Тираж 100 экз. Заказ 84

Отпечатано в ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова»

603950, г. Нижний Новгород, ГСП-486