

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования

«Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»

На правах рукописи

АБДУЛЛИН Ренат Рашидович

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ТЕНЗОРНЫХ ФУНКЦИЙ ГРИНА
ДЛЯ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ
АНТЕНН ВЫТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНЫ, ВЫПОЛНЕННЫХ НА ОСНОВЕ
ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ СО ЩЕЛЯМИ И
СЛОИСТЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ**

05.12.07 – Антенны, СВЧ устройства и их технологии

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, доцент,
Шабунин Сергей Николаевич

Екатеринбург – 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АНТЕННЫ ВЫТЕКАЮЩИХ ВОЛН НА ОСНОВЕ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР.....	14
1.1. Применяемые методы для решения задачи излучения антеннами вытекающих волн.....	14
1.2. Применение метода эквивалентных электрических цепей для расчета характеристической части функции Грина	19
1.3. Алгоритм составления дисперсионных уравнений.....	26
1.4. Описание обобщенной модели	26
1.5. Запись собственных функций	28
1.6. Представление функций Грина.....	30
1.7. Анализ антенны на основе прямоугольного волновода с продольной щелью в узкой стенке	31
1.8. Анализ антенны на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями в широкой стенке	38
1.9. Выводы	45
2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ВОЛНОВОДОВ СО ЩЕЛЯМИ	47
2.1. Дисперсионные уравнения для антенн на основе многослойных волноводов	47
2.2. Применение метода перевала к решению дисперсионных уравнений	49
2.3. Процедура поиска корней дисперсионных уравнений	50
2.4. Коэффициент замедления однородных волноводно-щелевых структур	54
2.5. Коэффициент замедления двухслойных волноводных структур	64
2.6. Коэффициент замедления трехслойных волноводно-щелевых структур.....	66
2.7. Коэффициент замедления многослойных волноводно-щелевых структур	68
2.8. Влияние защитного диэлектрического слоя на коэффициент замедления антенны вытекающих волн	72
2.9. Диаграммы направленности антенн вытекающих волн на основе частично заполненных прямоугольных волноводов.....	77
2.10. Выводы	85
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ АНТЕНН СО СЛОИСТОЙ СТРУКТУРОЙ	87

3.1. Описание опытных образцов	87
3.2. Методы и инструменты	88
3.3. Антенны на основе полых волноводов	95
3.4. Антенны на основе частично заполненных волноводов	100
3.5. Антенны на основе волноводов с укрытием.....	111
3.6. Выводы	117
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	119
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	123

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и степень разработанности темы исследования

Современный этап развития средств радиолокации и телекоммуникаций характеризуется достаточно выраженными тенденциями к универсализации антенно-фидерных систем и устройств СВЧ, способствующей значительному расширению областей применения существующих разработок и оптимизации технологий их проектирования.

Отдельным классом в ряду таких систем можно выделить антенны вытекающей волны (АВВ), основанные на использовании плоских волноводных структур, связанных с внешним пространством через непрерывные или периодические элементы. Наряду с антеннами поверхностных волн (АПВ), или импедансными антеннами, и нерезонансными многощелевыми решетками АВВ принадлежат к семейству антенн бегущей волны [1].

Основная разница между АВВ и АПВ заключается в фазовой скорости возбуждаемых вдоль границы раздела сред поверхностных волн и механизме их излучения [2]–[4]. В отличие от импедансных антенн, АВВ основаны на излучении быстрых (вытекающих) волн, фазовая скорость которых выше скорости света, и предназначены для формирования направленного излучения с произвольным наклоном к плоскости антенны, а также осуществления частотного сканирования луча в определенном секторе пространства [1].

Ключевое отличие между периодическими АВВ и волноводно-щелевыми решетками лежит в подходах к проектированию отдельных излучателей. В то время как при проектировании решеток происходит оценка взаимного влияния отдельных резонансных щелей, АВВ является единым массивом близкорасположенных друг к другу нерезонансных щелей с малым сопротивлением основной волне и, соответственно, малым уровнем излучаемой мощности на отдельном элементе.

Преимущества антенн такого типа связаны с отсутствием дифракционных максимумов, достаточно малым уровнем боковых лепестков, возможностью частотного сканирования вплоть до оси волновода, относительной простотой достижения высоких коэффициентов усиления и т.д. Антенны вытекающей волны, прежде всего, находят применение в системах с наклонным излучением, предъявляющих требования к аэродинамике и конформности антенн, например: радиолокационных системах безопасности транспорта, радиовзрывателей, системах навигации.

История антенн вытекающих волн начинается в ноябре 1940 г. с изобретения Уильямом Хансеном (William W. Hansen) «излучающего электромагнитного волновода» с протяженной продольной щелью в качестве элемента системы автоматической посадки самолетов [5]. Дальнейшие серьезные исследования продолжились лишь в 50-х гг. прошлого столетия, после

того, как в 1944 году советским ученым А.А. Пистолькорсом был сформулирован принцип перестановочной двойственности для электромагнитного поля [6], что послужило мощным толчком к развитию теории щелевых антенн. Одними из первых ее последователями стали В. Рамси (V. Rumsey) и Р. Хайнман (R. Hyneman), которые путем применения вариационного метода к задачам электродинамики провели полный анализ АВВ на основе волноводов с продольной щелью и близко расположенными поперечными щелями [7]–[9].

Их начинания продолжили такие ученые, как А. Олинер (A. Oliner), Л. Голдстоун (L. Goldstone), К. Уолтер (C. Walter), К. Гупта (K. Gupta), Д. Джексон (D. Jackson), П. Лампариелло (P. Lampariello). Среди отечественных ученых особо следует отметить труды воронежских научных коллективов, членами которых являются А.В. Останков, Ю.Г. Пастернак, В.И. Юдин, Д.Н. Борисов, А.И. Климов, Ю.Б. Нечаев. Среди трудов ближнего зарубежья наиболее известны работы харьковской научной школы, в особенности С.Л. Бердника, В.А. Катрича, А.А. Ляховского, М.В. Нестеренко, Л.П. Яцук.

С течением времени объекты исследований постепенно усложнялись, приобретая разнообразные формы щелей [10]–[14] и все более причудливые формы поперечного сечения (например, желобковый волновод [15]–[16], волновод с согласующим шлейфом [17]–[21], ступенчатый волновод [22]–[23]), необходимые для получения требуемой поляризации, сужения главного максимума и уменьшения уровня боковых лепестков диаграммы направленности. В связи с тем, что АВВ могут быть представлены в качестве линейной системы, положение максимума излучения которой определяется значением коэффициента замедления [24]–[25], цель исследований обычно сводилась к поиску комплексного волнового числа, а также оценке его изменения в зависимости от технологических особенностей предлагаемых конструкций [26]–[28] и точности заданных начальных условий [29]–[30].

Достижение этой цели осуществлялось посредством применения комбинаций различных методов, среди которых, например, метод поперечного резонанса [31]–[33], метод возмущения [31], [34], а также метод частичных областей [16], [26], [28], [35], и вариационные методы [7]–[8].

«Метод поперечного резонанса основывается на представлении поперечного сечения структуры бегущей волны в виде эквивалентной линии передачи. Из условия равенства нулю суммы импедансов (или проводимостей) в произвольном сечении этой линии передачи, соответствующих двум противоположным направлениям наблюдения вдоль линии (условие резонанса)», находятся поперечная и продольная постоянные распространения исследуемой структуры бегущей волны [24].

Метод частичных областей (метод сшивания, или метод моментов) предполагает металлизацию элементов связи и «задание на обеих ее сторонах эквивалентных магнитных

токов с последующим решением задачи возбуждения» [36]. Метод частичных областей «занимает промежуточное положение между аналитическими и численными методами. С его помощью решаются такие задачи, которые нельзя решить аналитическими методами и чрезвычайно трудно решить численными методами» [37].

Вариационный метод (метод интегрального уравнения, или метод конечных элементов) заключается в отыскании вариационно устойчивой формы решения для постоянной распространения, т.е. решения, которое относительно устойчиво при вариациях поля вблизи его точного значения [24].

Описанные методы часто дополняются чисто математическими методами, например, методом наискорейшего спуска (методом стационарной фазы) при аппроксимации интегралов Лапласа и расчете поля в дальней зоне [38]–[40], а также методом Кирхгофа-Гюйгенса для установления взаимосвязи между ближним полем антенны и ее диаграммой направленности [41]–[42].

Позже, в связи со сложившимися на рубеже тысячелетий тенденциями к переходу телекоммуникационных систем в область более высоких частот, сопровождающемуся миниатюризацией устройств, возросла потребность в легких, низкопрофильных и недорогих антеннах. Это привело к развитию нового направления в антенной технике – микрополосковых излучателей, которые в том числе вводятся в конструкции волноводов [43]–[50] с целью повышения стабильности ширины луча при частотном сканировании, а также сами выступают в качестве эквивалентных волноводов, лежащих в основе антенн вытекающих волн [51]–[64]. Такие волноводы известны в зарубежной литературе под названием *substrate integrated waveguide*, или *SIW*. Они образуются между рядами проводящих штырей (металлизированных отверстий) в печатной плате СВЧ с двусторонней металлизацией. Благодаря *SIW* технологии в конце нулевых годов текущего столетия АВВ обрели новую жизнь, о чем свидетельствует число зарегистрированных патентов, согласно данным *Google Patents* [65]–[66] (рисунок 1).

Однако, несмотря на весьма широкий спектр исследований за более чем семидесятилетнюю историю АВВ, представленные решения часто ограничиваются частным случаем однородного заполнения волноводов диэлектриком, что приводит к значительным затруднениям при необходимости решать задачи проектирования антенн с требуемыми характеристиками в условиях ограниченного выбора доступных диэлектрических материалов. Другим фактором, существенно влияющим на характеристики АВВ, является диэлектрическое укрытие, часто применяемое для ее защиты от воздействия внешних факторов, отличающихся друг от друга в зависимости от условий эксплуатации. Оно искажает полевые и частотные характеристики излучающей системы. Исследование этих искажений весьма редко встречается в литературе.



Рисунок 1 – Результаты патентного поиска по ключевым словам: а) leaky wave + rectangular waveguide; б) leaky wave + substrate integrated waveguide

Усложнение конструкций антенно-фидерных систем в результате постоянного ужесточения требований к их характеристикам приводит к увеличению роли компьютерных систем электродинамического анализа в процессе проектирования. Как бы странно это ни звучало, именно благодаря применению компьютерного моделирования наблюдается спад числа изобретений, касающихся АВВ, в последние пять лет (рисунок 1). Несмотря на очевидные преимущества, проектирование и оптимизация характеристик волноводно-щелевых АВВ при помощи широко используемых в настоящее время программных пакетов – задача не такая простая, как может показаться на первый взгляд. Во-первых, каждая новая разрабатываемая антенна, хоть сколько-нибудь отличающаяся от известных вариантов, особенно имеющая сложную структуру, требует построения собственной модели и выбора методики ее анализа. Во-вторых, сложность заключается в малом размере излучающих щелей по сравнению с длиной волны, что требует разбиения пространства модели АВВ на значительное число элементов и приводит к колоссальному увеличению затрачиваемых вычислительных и временных ресурсов.

К сожалению, аналитическим подходам в последнее время уделяется меньше внимания. Проверенные временем методы, такие, например, как метод тензорных функций Грина, показали свою высокую эффективность при решении координатных электродинамических задач [35], [43], [67]–[71]. За счет основательной аналитической работы, применения асимптотик, реализуемые алгоритмы расчета характеристик микроволновых устройств обеспечивают на порядки меньшие затраты компьютерного времени. Существенно упрощается понимание физических процессов и трактовка результатов исследования, обеспечивается корректность принятия обоснованных технических решений.

Сказанное выше свидетельствует об актуальности разработки универсального электродинамического метода анализа АВВ на основе прямоугольных волноводов со слоистым заполнением, в том числе при наличии радиопрозрачного укрытия, позволяющего прогнозировать частотные зависимости диаграмм направленности и законы сканирования главного лепестка в пространстве.

На основании вышеизложенного была сформулирована **цель** диссертационного исследования: разработать электродинамический метод анализа плоскостойких волноводных структур, лежащих в основе антенны вытекающих волн и позволяющих эффективно решать задачи электронного сканирования диаграммы в соответствии с требуемыми законами управления.

Для достижения указанной цели были поставлены следующие **задачи**:

1. Создать универсальную математическую модель, основанную на применении аппарата тензорных функций Грина стратифицированных сред, позволяющую описывать широкий класс антенн вытекающей волны в волноводно-щелевом исполнении со слоистой структурой поперечного сечения, в том числе с защитным укрытием, и разработать строгий алгоритм составления соответствующих им дисперсионных уравнений.

2. На основе разработанной методики получить и исследовать числовые значения коэффициента замедления основных практически применимых типов волноводных антенн вытекающей волны в зависимости от их конструктивных особенностей и характера структуры поперечного сечения; оценить их влияние на положение и ширину главного лепестка диаграммы направленности.

3. С целью верификации разработанного метода выполнить проверку выводов теоретического анализа и полученных численных данных на соответствие результатам экспериментального исследования, включающего моделирование в среде электродинамического анализа и натурные измерения высокоточным поверенным оборудованием в условиях безэховой камеры, оснащенной системой автоматизированного управления.

Научная новизна:

1. Предложено применение сэндвич структур в качестве заполнения прямоугольных волноводов со щелями, лежащих в основе антенны вытекающих волн, с целью формирования требуемых законов управления положением максимума диаграммы направленности за счет получения значений эффективной диэлектрической проницаемости, отличных от стандартных значений.

2. В качестве основного инструмента анализа рассматриваемых антенн предложен новый электродинамический метод, основанный на применении аппарата тензорных функций Грина поперечно неоднородных областей при разложении поля по волнам типа E и H и позволяющий анализировать характеристики волноводно-щелевых АВВ с учетом всех типов собственных колебаний.

3. Разработан авторский метод поиска корней трансцендентных уравнений, опирающийся на вероятностное разбиение сетки комплексных волновых чисел и позволяющий предсказать положение корня на каждой последующей частоте, полностью формируя дисперсионную кривую за счет приближенного определения критической частоты системы.

4. Установлены зависимости коэффициента замедления для частично заполненных диэлектриком прямоугольных волноводов со щелями от степени их заполнения, а также от величины смещения диэлектрика относительно щелей, с целью выявления закономерностей в изменении характеристик диаграммы направленности.

5. Установлены частотные зависимости коэффициента замедления для многослойных прямоугольных волноводов со щелями при различных законах изменения толщины и диэлектрической проницаемости заполняющих слоев.

6. Применен комплексный подход к процессу проектирования антенны вытекающих волн в волноводно-щелевом исполнении, рассматривающий внешнее защитное укрытие как неотъемлемую часть антенны. Это позволяет анализировать полевые и частотные свойства антенны в зависимости не только от их конструктивных особенностей, но и от внешних условий эксплуатации.

Теоретическая и практическая значимость:

1. Выдвигаемая работа способствует обобщению имеющихся наработок в области антенн вытекающих волн посредством формирования универсального математического аппарата, позволяющего описывать поперечно неоднородные волноводно-щелевые структуры, исследование которых ранее осуществлялось преимущественно средствами компьютерного моделирования в пакетах электродинамического анализа.

2. Разработаны алгоритмы расчета дисперсионных характеристик собственных волн АВВ на основе многослойных прямоугольных волноводов:

- с близкорасположенными друг к другу поперечными щелями в широкой стенке,
- с продольной щелью в узкой стенке,
- интегрированных в подложку печатных плат.

3. Созданы компьютерные программы на языке MATLAB для расчета плоскостойких волноводных структур, отличающиеся возможностью регулирования точности получаемых результатов и существенно превосходящие по быстродействию специализированное ПО, например ANSYS HFSS. На их основе были построены САПР волноводно-щелевых антенн.

4. На основе предложенной методики разработаны методические рекомендации по выбору оптимальных параметров плоской многослойной излучающей структуры, предназначенной для создания новых перспективных видов антенн с требуемыми характеристиками, применяемых, например, в качестве элемента системы бортовой радиолокации бокового обзора.

Методология и методы исследования

При формировании математической модели антенны вытекающих волн на основе плоских волноводных структур применяется метод тензорных функций Грина, который, основываясь на модели эквивалентных линий передачи, позволяет учесть поперечную неоднородность данной антенны. При составлении дисперсионных уравнений используется метод Галеркина; их упрощение выполняется при помощи методов асимптотического приближения интегралов Лапласа, возникающих при записи выражений для компонент магнитного поля во внешнем полупространстве; решение осуществляется численными методами с применением пакета прикладных программ MATLAB.

Корректность представленных теоретических данных подтверждается результатами компьютерного моделирования в среде электродинамического анализа ANSYS HFSS, использующей метод конечных элементов, и результатами экспериментальных исследований, включающих в себя измерение элементов матрицы рассеяния посредством векторного анализатора электрических цепей Rohde&Schwarz ZVA50 и снятие диаграммы направленности антенны в условиях аттестованной безэховой камеры Rainford EMC3.

Основные положения, выносимые на защиту в соответствии с пунктами 2 и 9 паспорта специальности 05.12.07 «Антенны, СВЧ-устройства и их технологии»:

1. Методика составления и решения дисперсионных уравнений для анализа волноводных АВВ с неоднородным поперечным сечением, основанная на применении аппарата тензорных функций Грина, позволяющая рассчитать постоянные распространения в волноводных излучающих структурах, в том числе при наличии защитного диэлектрического укрытия.

2. В качестве инструмента управления положением максимума диаграммы направленности волноводно-щелевых АВВ может быть применимо слоистое заполнение

волноводов диэлектриком, способствующее реализации сложных алгоритмов, сочетающих возможности электронного (частотного) и механического сканирования.

2.1. Расположение диэлектрического слоя у противоположных стенок частично заполненного волновода параллельно плоскости отверстий связи имеет различное влияние на характеристики антенны, независимо от выбора излучающей плоскости, вследствие несимметричности излучающих структур и особенностей протекания возбуждающих токов вблизи диэлектрика. Зависимость коэффициента замедления от степени заполнения волновода имеет нелинейную форму.

2.2. Зависимость коэффициента замедления от величины смещения диэлектрического слоя внутри волновода относительно излучающих щелей (независимо от его толщины и диэлектрической проницаемости) имеет экстремумы: для волновода с поперечными щелями в широкой стенке – минимум, с продольной щелью в узкой стенке – максимум.

2.3. Критическая частота прямоугольного волновода обладающего плоскостройной структурой поперечного сечения и элементами связи с внешним пространством в одной из стенок, определяется средним значением диэлектрической проницаемости заполнения с учетом толщины слоев. При этом крутизна дисперсионной характеристики в окрестности критической частоты тем выше, чем выше проницаемость слоя, расположенного в непосредственной близости со щелями.

3. Влияние защитного укрытия в виде внешнего диэлектрического слоя на поверхности щелей на полевые и частотные характеристики антенны вытекающих волн не столь велико по сравнению с влиянием внутреннего заполнения, однако позволяет осуществлять более точную настройку антенны для работы в заданном режиме. Сочетание параметров диэлектрического заполнения и защитного укрытия в конструкции антенны вытекающих волн позволяет регулировать форму дисперсионной кривой, обеспечивая стабильность полевых характеристик в заданном диапазоне частот либо сканирование диаграммы направленности в заданном диапазоне углов с требуемой функциональной зависимостью от рабочей частоты.

Достоверность защищаемых положений обусловлена строгостью постановки электродинамической задачи, корректностью упрощающих предположений, применяемых при построении математической модели, качественным и количественным соответствием результатов теоретического и экспериментального исследований. Полученные результаты теоретического анализа проверялись на соответствие известным частным решениям предшествующих исследователей, результатам моделирования в среде электродинамического анализа. Точность экспериментальных результатов обеспечивается использованием поверенного измерительного оборудования и стандартных методов измерений. Дополнительно

достоверность основных результатов работы аргументируется их апробацией на конференциях и публикациями в рецензируемых журналах.

Внедрение результатов работы

Результаты работы получены в ходе выполнения проекта №14-19-01396 «Разработка теории и технологии создания устройств микроволнового диапазона с использованием композитных материалов нового поколения», поддержанного Российским Научным Фондом, и работ по госбюджетной теме № Н764.42Б.016/14 «Развитие техники и технологии перспективных средств телекоммуникационных, радиолокационных и навигационных систем».

Научные результаты исследования применяются предприятием АО «ОКБ «Новатор» для разработки перспективных антенн систем регистрации телеметрии с подвижных объектов и антенн траекторных измерений. Получена справка об использовании результатов диссертации.

Также результаты внедрены в учебный процесс ФГАУО ВПО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н.Ельцина» в департаменте радиоэлектроники и связи ИРИТ-РТФ, что подтверждается актом внедрения.

Личный вклад

В диссертации представлены те результаты работы, в которых автору принадлежит определяющая роль. Постановка задач исследований осуществлялась научным руководителем д.т.н., доцентом С. Н. Шабуниним. Ряд докладов по теме исследования на конференциях представлены автором единолично. Основная часть работ опубликована с научным руководителем. В совместных работах диссертант принимал участие в разработке математических моделей, выполнении расчётов и экспериментов, при обсуждении работы осуществлял объяснение и интерпретацию результатов исследований.

Апробация результатов и публикации

По теме диссертации опубликовано 18 работ, среди которых 4 статьи в рецензируемых научных журналах, включенных в перечень ВАК. Материалы 9 докладов проиндексированы международной базой цитирования SCOPUS, 5 из которых также отражены в Web of Science.

Основные результаты работы были представлены диссертантом лично на следующих конференциях: 23-я Международная Крымская Конференция «СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии» (КрыМиКо'2013), г. Севастополь, 2013; 24-я Международная Крымская Конференция «СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии» (КрыМиКо'2014), г. Севастополь, 2014; 12-я Международная конференция «Актуальные проблемы электронного приборостроения» (АПЭП-2014), г. Новосибирск, 2014; Loughborough Antennas and Propagation Conference (LAPC2014), Loughborough, UK, 2014; Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Информационные технологии, телекоммуникации и системы управления», г. Екатеринбург, 2014; The Third

International Conference on Digital Information, Networking, and Wireless Communications (DINWC2015), г. Москва, 2015; The 2015 IEEE 4th Asia-Pacific Conference on Antennas and Propagation (APCAP), Kuta, Indonesia, 2015; 25-я Международная Крымская Конференция «СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии» (КрыМиКо'2015), г. Севастополь; 2015 IEEE International Conference on Microwaves, Communications, Antennas and Electronic Systems (COMCAS), Tel-Aviv, Israel, 2015; 2016 URSI Asia-Pacific Radio Science Conference (URSI AP-RASC 2016), Seoul, Korea, 2016.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения, списка литературы. Она изложена на 132 страницах основного текста, содержит 88 рисунков, список литературы из 126 названий.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АНТЕННЫ ВЫТЕКАЮЩИХ ВОЛН НА ОСНОВЕ ПЛОСКОСЛОИСТЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР

При решении задач излучения направляющих структур наиболее важной характеристикой является комплексное волновое число, определяющее характер распространения собственных волн исследуемой системы. Данный параметр позволяет судить о частотных и полевых характеристиках антенны вытекающих волн, в том числе антенн в волноводно-щелевом исполнении [72].

В настоящей главе пошагово описывается алгоритм составления дисперсионных уравнений для антенны вытекающих волн на основе прямоугольных волноводов, содержащих сэндвич структуры, слои которых параллельны плоскости излучения. Обосновывается выбор используемых моделей и применяемых методов их анализа. В качестве излучающей поверхности рассматриваются продольная щель в узкой стенке волновода, близко расположенные друг к другу поперечные щели в широкой стенке – два наиболее употребительных на практике случая. Приводятся аналитические выражения, позволяющие определить напряженность магнитного поля в любой точке пространства выбранной модели. Записаны дисперсионные уравнения для указанных частных случаев.

1.1. Применяемые методы для решения задачи излучения антеннами вытекающих волн

Антенны вытекающих волн основаны на использовании направляющих волноводных структур, связанных с внешним пространством через непрерывные или периодические элементы, которые позволяют формировать направленное излучение. К первым относится, например, прямоугольный волновод с длинной продольной щелью [28], [71], [73]–[76]. Ко вторым можно отнести прямоугольный волновод с поперечными щелями, причем шаг нарезки щелей много меньше длины волны в волноводе [27], [33], [77]–[78]. Особенностью таких антенн является последовательное возбуждение излучающих элементов и минимальный сдвиг фаз между ними, возникающий в результате работы антенны в режиме бегущих волн. Данный факт позволяет осуществлять частотное сканирование диаграммы направленности в соответствии с законами, определяемыми соотношением параметров антенны: поперечными размерами волновода; положением щелей, их ориентацией и периодичностью повторения; особенностями структуры магнитодиэлектрического заполнения.

Условием существования направляемых волн в поперечно неоднородной структуре является наличие ненулевой продольной (относительно оси системы) компоненты волнового

вектора, единой для всех областей системы, что обеспечивает неразрывность картины поля в поперечном сечении с течением времени. Поиск данной составляющей – одна из основных задач работы.

При составлении дисперсионного уравнения в описанной ситуации необходимо корректно оценить возможность применения того или иного метода анализа. Например, применение метода поперечного резонанса весьма затруднительно: необходимо знать внешнее сопротивление щели и сопротивление эквивалентной поперечной линии передачи [24]. Существующие решения, полученные на основе метода возмущения, дают удовлетворительные результаты при вычислении комплексной постоянной распространения лишь на частотах, существенно превышающих критическую частоту волновода со щелью [24]. Данные решения применимы только к волнам основных типов, существующих в структуре с однородным заполнением, и не подходят для анализа излучения слоистых структур, тип распространяющейся волны в которых может быть неизвестен заранее.

Описанных выше недостатков лишен принцип сшивания тангенциальных компонент магнитного поля H_{τ} в плоскости щели, связывающей неограниченное внешнее полупространство и пространство, ограниченное стенками волновода:

$$H_{\tau,ext} - H_{\tau,int} = 0. \quad (1.1)$$

В (1.1) и далее индексами *ext* и *int* обозначены параметры, относящиеся к внешней и внутренней областям, соответственно. Применение данного принципа имеет преимущество перед описанными методами, поскольку условие непрерывности имеет силу для касательных составляющих как электрического, так и магнитного полей и не зависит от типа волны [37].

Напряженность магнитного поля определяется на основе системы неоднородных уравнений, записанной Джеймсом Клерком Максвеллом в 1855 году [79]. В литературе (например, [36], [80]–[81]) в качестве инструмента ее решения приводится метод тензорных функций Грина, преимущество которого «заключается в достаточно прозрачном алгоритме его применения. Недостатком является высокая трудоемкость записи аналитических выражений на предварительном этапе решения электродинамической задачи» [82]. Однако, данный факт компенсируется на стадии получения численных результатов. Громоздкие формулы могут быть существенно упрощены для каждого частного случая. В общем виде компоненты электрического поля \mathbf{E} и магнитного поля \mathbf{H} могут быть получены следующим образом [83]:

$$\mathbf{E}(\vec{r}) = \int_{V'} \left[\bar{\bar{\Gamma}}_{11}(\vec{r}, \vec{r}') \mathbf{J}^{\mathcal{P}}(\vec{r}') + \bar{\bar{\Gamma}}_{12}(\vec{r}, \vec{r}') \mathbf{J}^{\mathcal{M}}(\vec{r}') \right] dV', \quad (1.2)$$

$$\mathbf{H}(\vec{r}) = \int_{V'} \left[\overline{\overline{\Gamma}}_{21}(\vec{r}, \vec{r}') \mathbf{J}^{\mathcal{E}}(\vec{r}') + \overline{\overline{\Gamma}}_{22}(\vec{r}, \vec{r}') \mathbf{J}^{\mathcal{M}}(\vec{r}') \right] dV', \quad (1.3)$$

где $\overline{\overline{\Gamma}}_{ij}$ – компоненты тензора Грина; $\mathbf{J}^{\mathcal{E}}(\vec{r}')$ и $\mathbf{J}^{\mathcal{M}}(\vec{r}')$ – плотности распределения электрических и магнитных токов, рассматриваемых в качестве источников электромагнитного излучения. Другими словами, составляющие электромагнитного поля в произвольной точке пространства (точке наблюдения), заданной положением радиус-вектора $\vec{r} = \{x, y, z\}$, – это отклик на воздействие электрических и магнитных токов в точке источника, заданной положением радиус-вектора $\vec{r}' = \{x', y', z'\}$ [81]. При этом поле, возбуждаемое источником конечных размеров, определяется интегрированием по его объему, а в случае плоской щели – по ее поверхности. Таким образом, (1.1) является однородным интегральным уравнением. Точность его решения зависит от степени соответствия аппроксимирующей функции реальному распределению магнитного тока в раскрыве щели. В этом случае имеет смысл воспользоваться одним из методов приближенного решения, например методом Галеркина. Ограничившись использованием одной тригонометрической базисной функции, как, например в [77]–[78], необходимо проверить ее ортогональность невязке на всей поверхности сшивания:

$$\int_S E(H_{\tau, ext} - H_{\tau, int}) dS = 0, \quad (1.4)$$

где E – пробная функция, которая в соответствии с принципом двойственности [84] численно равна напряженности электрического поля в плоскости щели.

Для определения комплексной постоянной распространения рассматриваемой структуры, напряженности магнитного поля, входящие в (1.4), необходимо выразить через волновые числа и решить уравнение относительно их. При этом компоненты тензора определяются следующим образом [83]:

$$\begin{aligned} \overline{\overline{\Gamma}}_{11} &= j\omega\mu_a \overline{\overline{G}}^{\mathcal{E}}, & \overline{\overline{\Gamma}}_{12} &= \nabla \times \overline{\overline{G}}^{\mathcal{M}}, \\ \overline{\overline{\Gamma}}_{21} &= -\nabla \times \overline{\overline{G}}^{\mathcal{E}}, & \overline{\overline{\Gamma}}_{22} &= j\omega\varepsilon_a \overline{\overline{G}}^{\mathcal{M}}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

где $\omega = 2\pi f$, f – рабочая частота; μ_a и ε_a – абсолютные магнитная и диэлектрическая проницаемости, соответствующие области, в которой находится точка наблюдения; ∇ – оператор Гамильтона. Электрическая и магнитная функции, $\overline{\overline{G}}^{\mathcal{E}}$ и $\overline{\overline{G}}^{\mathcal{M}}$, удовлетворяют уравнению Гельмгольца:

$$\nabla^2 \overline{\overline{G}}(\vec{r}, \vec{r}') + k^2 \overline{\overline{G}}(\vec{r}, \vec{r}') = -\delta(\vec{r} - \vec{r}') \overline{\overline{\varepsilon}}, \quad (1.6)$$

где ∇^2 – оператор Лапласа; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число области расположения точки наблюдения, λ – рабочая длина волны; δ – дельта функция; $\bar{\bar{\varepsilon}}$ – единичный тензор.

Решение (1.6) «возможно путем разложения по полной системе векторных собственных функций ... или только по поперечным функциям» [83], [85], откуда следуют представления (1.5) тензоров $\bar{\bar{\Gamma}}_{ij}$. Эта запись соответствует разложению по типам волн H и E в отношении одной из осей декартовой системы координат. При анализе однородных областей выбор их поперечного сечения и оси классификации типов волн не играют существенной роли, так как в данном случае все оси координатной системы равноценны [83]. В случае, когда область имеет слоистую диэлектрическую структуру (граница раздела соответствует координатной поверхности), выбор координаты, относительно которой строится характеристическая часть функции Грина, приводит к различным записям тензоров $\bar{\bar{\Gamma}}(\vec{r}, \vec{r}')$. Далее в диссертационной работе типы волн классифицируются относительно оси, перпендикулярной границе раздела диэлектриков (оси z). В этом случае поперечное сечение области однородное, а неоднородность учитывается при построении характеристической части функции. Например, решение уравнения (1.6) для электрической функции Грина имеет вид [83]:

$$\begin{aligned}
\bar{\bar{\Gamma}}_{11}(r, r') = & j\omega\mu_a \sum_{m,n} \left\{ a_x a_x \frac{1}{k_{\perp}^2} \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \chi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial^2 g}{\partial z \partial z'} + \frac{\partial}{\partial y} \psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \psi_{mn}^*(\rho') f \right] + \right. \\
& + a_x a_y \frac{1}{k_{\perp}^2} \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \chi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial^2 g}{\partial z \partial z'} - \frac{\partial}{\partial y} \psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \psi_{mn}^*(\rho') f \right] + \\
& \quad \left. + a_x a_z \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x} \chi_{mn}(\rho) \chi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial g}{\partial z} \right] + \right. \\
& + a_y a_x \frac{1}{k_{\perp}^2} \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \chi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial^2 g}{\partial z \partial z'} - \frac{\partial}{\partial x} \psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \psi_{mn}^*(\rho') f \right] + \\
& + a_y a_y \frac{1}{k_{\perp}^2} \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \chi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial^2 g}{\partial z \partial z'} + \frac{\partial}{\partial x} \psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \psi_{mn}^*(\rho') f \right] + \\
& \quad \left. + a_y a_z \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \chi_{mn}(\rho) \chi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial g}{\partial z} \right] + \right. \\
& + a_z a_x \left[\frac{1}{k^2} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \chi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial g}{\partial z'} \right] + \\
& + a_z a_y \left[\frac{1}{k^2} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \chi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial g}{\partial z'} \right] + \\
& \quad \left. + a_z a_z \left[\left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \chi_{mn}(\rho) \chi_{mn}^*(\rho') g \right] \right\}, \tag{1.7}
\end{aligned}$$

где g и f – характеристические части функции Грина; χ_{mn} и ψ_{mn} – ортонормированные собственные функции двумерных скалярных уравнений

$$\nabla^2 \chi_{mn}(x, y) + (k_{\perp}^E)^2 \chi_{mn}(x, y) = 0, \quad (1.8)$$

$$\nabla^2 \psi_{mn}(x, y) + (k_{\perp}^H)^2 \psi_{mn}(x, y) = 0 \quad (1.9)$$

с граничными условиями $\chi_{mn} = \frac{\partial}{\partial n} \psi_{mn} = 0$ на проводящей поверхности или условиями расходимости волн в случае открытых областей. Собственные функции позволяют строго учесть все типы колебаний, распространяющихся в рассматриваемой структуре. Если искать решение в виде

$$\chi_{mn}(\rho) = \chi_m(x) \chi_n(y)$$

для E-волн, и

$$\psi_{mn}(\rho) = \psi_m(x) \psi_n(y)$$

для H-волн, где χ_m и ψ_m – функции координаты x , а χ_n и ψ_n – функции координаты y , то уравнения (1.8) и (1.9) сводятся к одномерным уравнениям [81]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dx^2} + m^2 \right) \chi_m(x) &= 0, & \left(\frac{d^2}{dy^2} + n^2 \right) \chi_n(y) &= 0, \\ \left(\frac{d^2}{dx^2} + m^2 \right) \psi_m(x) &= 0, & \left(\frac{d^2}{dy^2} + n^2 \right) \psi_n(y) &= 0. \end{aligned}$$

где m^2 и n^2 – постоянные разделения, через которые поперечное волновое число k_{\perp} , входящее в (1.8) и (1.9), выражается следующим образом: $k_{\perp}^2 = m^2 + n^2$.

С учетом того, что возбуждающим щель является магнитный ток, (1.3) сводится к выражению:

$$\mathbf{H}(\vec{r}) = \int_{S'} \overline{\overline{\Gamma}}_{22}(\vec{r}, \vec{r}') \mathbf{J}^{\mathbf{M}}(\vec{r}') dS' \quad (1.10)$$

где $\overline{\overline{\Gamma}}_{22}$ – магнитная функция Грина, которая получается из (1.7) на основе принципа перестановочной двойственности путем взаимных перестановок $\mu_a \rightleftharpoons \varepsilon_a$, $g(z, z') \rightleftharpoons f(z, z')$, $\psi_m \rightleftharpoons \chi_m$, [83]:

$$\begin{aligned}
\bar{\Gamma}_{22}(r, r') = j\omega\epsilon_a \sum_{m,n} \left\{ a_x a_x \frac{1}{k_{\perp}^2} \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \Psi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial^2 f}{\partial z \partial z'} + \frac{\partial}{\partial y} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \chi_{mn}^*(\rho') g \right] + \right. \\
+ a_x a_y \frac{1}{k_{\perp}^2} \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \Psi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial^2 f}{\partial z \partial z'} - \frac{\partial}{\partial y} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \chi_{mn}^*(\rho') g \right] + \\
+ a_x a_z \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{mn}(\rho) \Psi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial f}{\partial z} \right] + \\
+ a_y a_x \frac{1}{k_{\perp}^2} \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \Psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \Psi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial^2 f}{\partial z \partial z'} - \frac{\partial}{\partial x} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \chi_{mn}^*(\rho') g \right] + \\
+ a_y a_y \frac{1}{k_{\perp}^2} \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \Psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \Psi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial^2 f}{\partial z \partial z'} + \frac{\partial}{\partial x} \chi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \chi_{mn}^*(\rho') g \right] + \\
+ a_y a_z \left[\frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial y} \Psi_{mn}(\rho) \Psi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial f}{\partial z} \right] + \\
+ a_z a_x \left[\frac{1}{k^2} \Psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial x'} \Psi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial f}{\partial z'} \right] + \\
+ a_z a_y \left[\frac{1}{k^2} \Psi_{mn}(\rho) \frac{\partial}{\partial y'} \Psi_{mn}^*(\rho') \frac{\partial f}{\partial z'} \right] + \\
\left. + a_z a_z \left[\left(\frac{k_{\perp}}{k} \right)^2 \Psi_{mn}(\rho) \Psi_{mn}^*(\rho') f \right] \right\}. \tag{1.11}
\end{aligned}$$

В случае открытых областей суммирование в (1.7) и (1.11) заменяется интегрированием по волновым числам, которые в общем случае являются комплексными (контуры интегрирования при этом являются открытыми, то есть замыкаются бесконечной окружностью комплексной плоскости).

1.2. Применение метода эквивалентных электрических цепей для расчета характеристической части функции Грина

Поведение полей на границах диэлектриков описывается характеристическими частями функции Грина – $g(z, z')$ для волн типа Е и $f(z, z')$ для волн типа Н. Эти функции являются решением неоднородных обыкновенных уравнений:

$$\frac{\partial^2 f(z, z')}{\partial z^2} + \gamma^2 f(z, z') = \delta(z - z'), \tag{1.12}$$

$$\frac{\partial^2 g(z, z')}{\partial z^2} + \gamma^2 g(z, z') = \delta(z - z') \tag{1.13}$$

при «граничных условиях $f(z, z') = \partial g(z, z') / \partial z = 0$ на проводящих поверхностях, условиях излучения для открытых областей и условиях непрерывностей на границах раздела диэлектриков» [83].

Уравнения (1.12) и (1.13) являются уравнениями типа Штурма-Лиувилля и для слоистых структур их решение определяются на основе метода эквивалентных линий через модальные напряжения V и токи I относительно опорной плоскости z_0 , рассчитываемые на основе телеграфных уравнений. Каждый слой моделируется отрезком эквивалентной линии электрического или магнитного типа для соответствующих компонент электромагнитного поля [81]:

$$f(z, z') = \frac{\vec{V}(z', z_0) \cdot \vec{V}(z, z_0)}{j\omega\mu_a \vec{Y}(z_0)} \prod_{i=p+1}^{q-1} T_i^H, \quad (1.14)$$

$$g(z, z') = \frac{\vec{I}(z', z_0) \cdot \vec{I}(z, z_0)}{j\omega\varepsilon_a \vec{Z}(z_0)} \prod_{i=p+1}^{q-1} T_i^E \quad (1.15)$$

где $\vec{Y}(z_0)$ – полные эквивалентные проводимости относительно опорной границы, являющиеся суммой входных проводимостей в положительном $\vec{Y}(z_0)$ и отрицательном $\vec{Y}(z_0)$ направлениях вдоль оси z ; T_i^H и T_i^E – коэффициенты передачи по напряжению и току соответствующих слоев, разделяющих области с точками источника и наблюдений.

Модальные напряжения V и токи I вводятся для эквивалентной схемы, представленной на рисунке 1.1, и связаны со спектральными компонентами векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} [36]:

$$\vec{V}(z', z_0) = \cos \gamma(z' - z_0) + j \frac{\vec{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \sin \gamma(z' - z_0), \quad (1.16)$$

$$\vec{V}(z, z_0) = \cos \gamma(z - z_0) - j \frac{\vec{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \sin \gamma(z - z_0), \quad (1.17)$$

$$\vec{I}(z', z_0) = \cos \gamma(z' - z_0) + j \frac{\vec{Z}^E(z_0)}{Z_1^E} \sin \gamma(z' - z_0), \quad (1.18)$$

$$\vec{I}(z, z_0) = \cos \gamma(z - z_0) - j \frac{\vec{Z}^E(z_0)}{Z_1^E} \sin \gamma(z - z_0). \quad (1.19)$$

где $Y_1^H = \gamma_1 / \omega \mu_a$, $Y_1^E = \omega \epsilon_a / \gamma_1$ – эквивалентные проводимости слоев, соответствующих области наблюдения, γ_k – продольная относительно оси классификации типов волн составляющая постоянной распространения, определяемая из условия: $k^2 = \gamma^2 + k_\perp^2$.

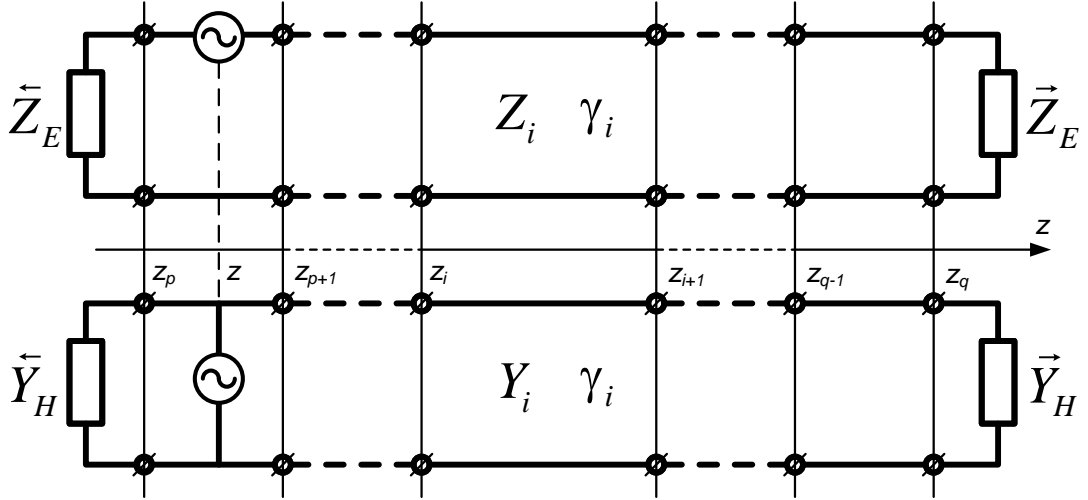


Рисунок 1.1 – Модель эквивалентных линий при разложении поля по волнам типа E и H относительно оси z

Предполагается, что опорное сечение z_0 расположено между областью источника и наблюдения. Поэтому модальные напряжения \vec{V} зависят только от z' , а \vec{V} – только от z , и поиск производных характеристических частей уравнения (1.11) не составляет особого труда:

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z} = \frac{\vec{V}(z', z_0)}{j\omega \mu_a \vec{Y}(z_0)} \cdot \frac{\partial \vec{V}(z, z_0)}{\partial z}, \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z'} = \frac{\vec{V}(z, z_0)}{j\omega \mu_a \vec{Y}(z_0)} \cdot \frac{\partial \vec{V}(z', z_0)}{\partial z'}, \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial^2 f(z, z')}{\partial z \partial z'} = \frac{1}{j\omega \mu_a \vec{Y}(z_0)} \cdot \frac{\partial \vec{V}(z', z_0)}{\partial z'} \cdot \frac{\partial \vec{V}(z, z_0)}{\partial z}. \quad (1.22)$$

Производные функций эквивалентных напряжений V (1.16) и (1.17):

$$\frac{\partial \vec{V}(z', z_0)}{\partial z'} = -\gamma \sin \gamma(z' - z_0) + j\gamma \frac{\vec{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \cos \gamma(z' - z_0) \quad (1.23)$$

$$\frac{\partial \vec{V}(z, z_0)}{\partial z} = -\gamma \sin \gamma(z - z_0) - j\gamma \frac{\vec{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \cos \gamma(z - z_0) \quad (1.24)$$

Тогда после подстановки (1.16) и (1.17) выражение (1.14) для характеристической функции f переписывается следующим образом:

$$f(z, z') = \frac{1}{j\omega\mu_a [\bar{Y}^H(z_0) + \bar{Y}^H(z_0)]} \cdot \left[\cos \gamma(z' - z_0) + j \frac{\bar{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \sin \gamma(z' - z_0) \right] \times \left[\cos \gamma(z - z_0) - j \frac{\bar{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \sin \gamma(z - z_0) \right]. \quad (1.25)$$

После подстановки (1.16)–(1.17), (1.23)–(1.24) в (1.20)–(1.22) различные производные характеристической части:

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z} = \frac{-\gamma}{j\omega\mu_a [\bar{Y}^H(z_0) + \bar{Y}^H(z_0)]} \cdot \left[\cos \gamma(z' - z_0) + j \frac{\bar{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \sin \gamma(z' - z_0) \right] \times \left[\sin \gamma(z - z_0) + j \frac{\bar{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \cos \gamma(z - z_0) \right], \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z'} = \frac{-\gamma}{j\omega\mu_a [\bar{Y}^H(z_0) + \bar{Y}^H(z_0)]} \cdot \left[\cos \gamma(z - z_0) - j \frac{\bar{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \sin \gamma(z - z_0) \right] \times \left[\sin \gamma(z' - z_0) - j \frac{\bar{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \cos \gamma(z' - z_0) \right], \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial^2 f(z, z')}{\partial z \partial z'} = \frac{\gamma^2}{j\omega\mu_a [\bar{Y}^H(z_0) + \bar{Y}^H(z_0)]} \cdot \left[\sin \gamma(z' - z_0) - j \frac{\bar{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \cos \gamma(z' - z_0) \right] \times \left[\sin \gamma(z - z_0) + j \frac{\bar{Y}^H(z_0)}{Y_1^H} \cos \gamma(z - z_0) \right]. \quad (1.28)$$

Если за опорную плоскость принять координатную поверхность декартовой системы координат $z_0 = 0$:

$$f(z, z') = \frac{1}{j\omega\mu_a [\bar{Y}^H(0) + \bar{Y}^H(0)]} \cdot \left[\cos \gamma z' + j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \sin \gamma z' \right] \times \left[\cos \gamma z - j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \sin \gamma z \right]. \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z} = \frac{-\gamma}{j\omega\mu_a [\bar{Y}^H(0) + \bar{Y}^H(0)]} \cdot \left[\cos \gamma z' + j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \sin \gamma z' \right] \times \left[\sin \gamma z + j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \cos \gamma z \right], \quad (1.30)$$

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z'} = \frac{-\gamma}{j\omega\mu_a [\bar{Y}^H(0) + \bar{Y}^H(0)]} \cdot \left[\cos \gamma z - j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \sin \gamma z \right] \times \left[\sin \gamma z' - j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \cos \gamma z' \right], \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial^2 f(z, z')}{\partial z \partial z'} = \frac{\gamma^2}{j\omega\mu_a [\bar{Y}^H(0) + \bar{Y}^H(0)]} \cdot \left[\sin \gamma z' - j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \cos \gamma z' \right] \times \left[\sin \gamma z + j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \cos \gamma z \right]. \quad (1.32)$$

Выражения (1.29)–(1.32) могут быть существенно упрощены, если заметить, что для сечения $z_0 = 0$ в области слева расположен металлический экран, и его проводимость бесконечно велика $\bar{Y}^H(0) \rightarrow \infty$. Таким образом, в (1.29)–(1.32) возникает неопределенность вида $[\infty/\infty]$, раскрываемая стандартным методом путем соотношения коэффициентов, стоящих при $\bar{Y}^H(0)$ в числителе и знаменателе. Тогда после подстановки эквивалентной проводимости слоев:

$$f(z, z') = \frac{\sin \gamma z'}{\omega\mu_a Y_1^H} \cdot \left[\cos \gamma z - j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \sin \gamma z \right]. \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z} = -\sin \gamma z' \cdot \left[\sin \gamma z + j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \cos \gamma z \right], \quad (1.34)$$

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z'} = \cos \gamma z' \cdot \left[\cos \gamma z - j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \sin \gamma z \right], \quad (1.35)$$

$$\frac{\partial^2 f(z, z')}{\partial z \partial z'} = -\gamma \cos \gamma z' \cdot \left[\sin \gamma z + j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \cos \gamma z \right]. \quad (1.36)$$

Поскольку в принятой модели щель, расположенная на границе областей, рассматривается в качестве источника электромагнитного возбуждения, то в (1.33)–(1.36) необходимо положить $z' = 0$. Тогда:

$$f(z, z') \Big|_{z'=z_0=0} = 0 \quad (1.37)$$

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z} \Big|_{z'=z_0=0} = 0 \quad (1.38)$$

$$\frac{\partial f(z, z')}{\partial z'} \Big|_{z'=z_0=0} = \cos \gamma z - j \frac{\bar{Y}^H(0)}{Y_1^H} \sin \gamma z, \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial^2 f(z, z')}{\partial z \partial z'} \Big|_{z'=z_0=0} = -j \omega \mu_a \cdot (\bar{Y}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z). \quad (1.40)$$

Путем аналогичных рассуждений при подстановке (1.18) и (1.19) в (1.15) и переходе от сопротивлений к проводимостям, получается выражение для электрической функции g :

$$g(z, z') = \frac{1}{j \omega \epsilon_a} [\bar{Y}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z]. \quad (1.41)$$

В общем виде выражения для функций f и g одинаковы для обеих областей. Основное отличие заключается в записи входных проводимостей относительно опорной плоскости (за счет различного характера нагрузки на концах этих линий), рассчитываемых через уравнение нагруженной линии для каскадно соединенных четырехполюсников, каждому из которых соответствует определенный слой рассматриваемой сэндвич структуры [86].

$$\bar{Y}^{E,H}(z_p) = Y_{p+1}^{E,H} \frac{\bar{Y}^{E,H}(z_{p+1}) \operatorname{ctg} \gamma_{p+1} d_{p+1} + j Y_{p+1}^{E,H}}{Y_{p+1}^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_{p+1} d_{p+1} + j \bar{Y}^{E,H}(z_{p+1})}, \quad (1.42)$$

где $d_p = z_p - z_{p-1}$. – толщина p -го слоя диэлектрика.

Тогда, например, входная проводимость в плоскости щели для внешней области со слоем диэлектрика толщиной $d_1 = h$ на проводящем экране определяется входной проводимостью на границе раздела диэлектрик-воздух $\bar{Y}_{ext}^{E,H}(h)$:

$$\bar{Y}_{ext}^{E,H}(0) = Y_1^{E,H} \frac{\bar{Y}^{E,H}(h) \operatorname{ctg} \gamma_1 h + j Y_1^{E,H}}{Y_1^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_1 h + j \bar{Y}^{E,H}(h)}. \quad (1.43)$$

При этом проводимость в сечении $d_1 = h$ соответствует проводимости окружающего пространства:

$$\vec{Y}_{ext}^{E,H}(h) = Y_2^{E,H}. \quad (1.44)$$

Тогда после подстановки (1.44) в (1.43):

$$\vec{Y}_{ext}^{E,H}(0) = Y_1^{E,H} \frac{Y_2^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_1 h + jY_1^{E,H}}{Y_1^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_1 h + jY_2^{E,H}}. \quad (1.45)$$

При этом, из (1.45) следует, что если защитный слой отсутствует ($h = 0$), то входная проводимость определяется только лишь эквивалентной проводимостью окружающей среды $Y_2^{E,H}$.

Аналогичным образом проводится расчет проводимостей для внутренней области:

$$\begin{aligned} \vec{Y}_{int}^{E,H}(0) &= Y_1^{E,H} \frac{\vec{Y}^{E,H}(d_1) \operatorname{ctg} \gamma_1 d_1 + jY_1^{E,H}}{Y_1^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_1 d_1 + j\vec{Y}^{E,H}(d_1)} \\ \vec{Y}_{int}^{E,H}(d_1) &= Y_2^{E,H} \frac{\vec{Y}^{E,H}(d_1 + d_2) \operatorname{ctg} \gamma_2 d_2 + jY_2^{E,H}}{Y_2^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_2 d_2 + j\vec{Y}^{E,H}(d_1 + d_2)} \\ \vec{Y}_{int}^{E,H}(d_1 + d_2) &\rightarrow \infty \end{aligned}$$

Тогда

$$\vec{Y}_{int}^{E,H}(d_1) = -jY_2^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_2 d_2$$

И итоговый результат

$$\vec{Y}_{int}^{E,H}(0) = -jY_1^{E,H} \frac{Y_2^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_2 d_2 \operatorname{ctg} \gamma_1 d_1 - Y_1^{E,H}}{Y_1^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_1 d_1 + Y_2^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_2 d_2}. \quad (1.46)$$

Если предположить, что волновод заполнен однородно, например, $d_2 = 0$, $d_1 = t$, то после раскрытия неопределенности входная проводимость области внутри волновода в плоскости щели, рассчитываемая в соответствии с (1.46), определяется только проводимостью имеющегося заполнения и размерами волновода:

$$\vec{Y}_{int}^{E,H}(0) = -jY_1^{E,H} \operatorname{ctg} \gamma_1 t.$$

При этом если изменить порядок следования слоев ($d_2 = t$; $d_1 = 0$), то закономерности остаются справедливыми:

$$\vec{Y}_{int}^{E,H}(0) = -jY_2^{E,H} \operatorname{ctg}\gamma_2 t.$$

1.3. Алгоритм составления дисперсионных уравнений

Таким образом, достаточно очевидным становится алгоритм составления дисперсионных уравнений для антенн вытекающих волн на основе плоских многослойных волноводных структур, включающий в себя следующие этапы:

1. Выбор системы координат и ориентации осей таким образом, чтобы границы раздела диэлектриков, заполняющих исследуемую структуру, соответствовали координатным поверхностям;
2. Определение граничных условий для волн электрического и магнитного типов в поперечном сечении внешней и внутренней областей относительно оси классификации типов волн;
3. Описание взаимодействия полей между слоями направляющей структуры путем применения метода эквивалентных электрических цепей;
4. Запись функции Грина, связывающей компоненты магнитного поля в точке наблюдения с распределением магнитного тока в точке источника;
5. Введение фиктивного магнитного тока, протекающего по поверхности щели и задание его распределения вдоль осей используемой системы координат;
6. Расчет компонент магнитного поля в плоскости щели для областей внутри и вне волновода путем умножения тензора магнитной функции Грина справа на вектор-столбец плотности распределения магнитного тока, определение компонент поля в плоскости щели;
7. Проверка выполнения требования ортогональности невязки к базисной функции распределения магнитного тока на всей границе сшивания полей.

Далее будут приведены примеры составления дисперсионных уравнений для антенн вытекающих волн на основе многослойных прямоугольных волноводов в различных вариантах исполнения.

1.4. Описание обобщенной модели

Таким образом, модель исследуемой антенны в общем случае представляет собой прямоугольный волновод 1 (рисунок 1.2) с произвольным соотношением сторон $q \times t$, который связан с внешним пространством посредством одной или нескольких щелей 4 в одной из его стенок. Для удобства анализа предполагается, что волновод 1 имеет бесконечную длину; стенка со щелями совмещена с бесконечным проводящим экраном; в качестве материала стенок волновода и экрана принят идеальный проводник, толщина которого бесконечно мала. Внутри волновода 1 содержится диэлектрик 2, а проводящий экран покрыт защитным слоем 3.

Внутреннее заполнение 2 волновода и внешнее укрытие 3 антенны имеют плоскостойкую структуру, слои которой параллельны плоскости бесконечного экрана со щелями. Параметры слоев диэлектрика внутри волновода обозначаются индексами wrp , внешней области – srp , где p – порядковый номер слоя, отсчитываемый от плоскости щели.

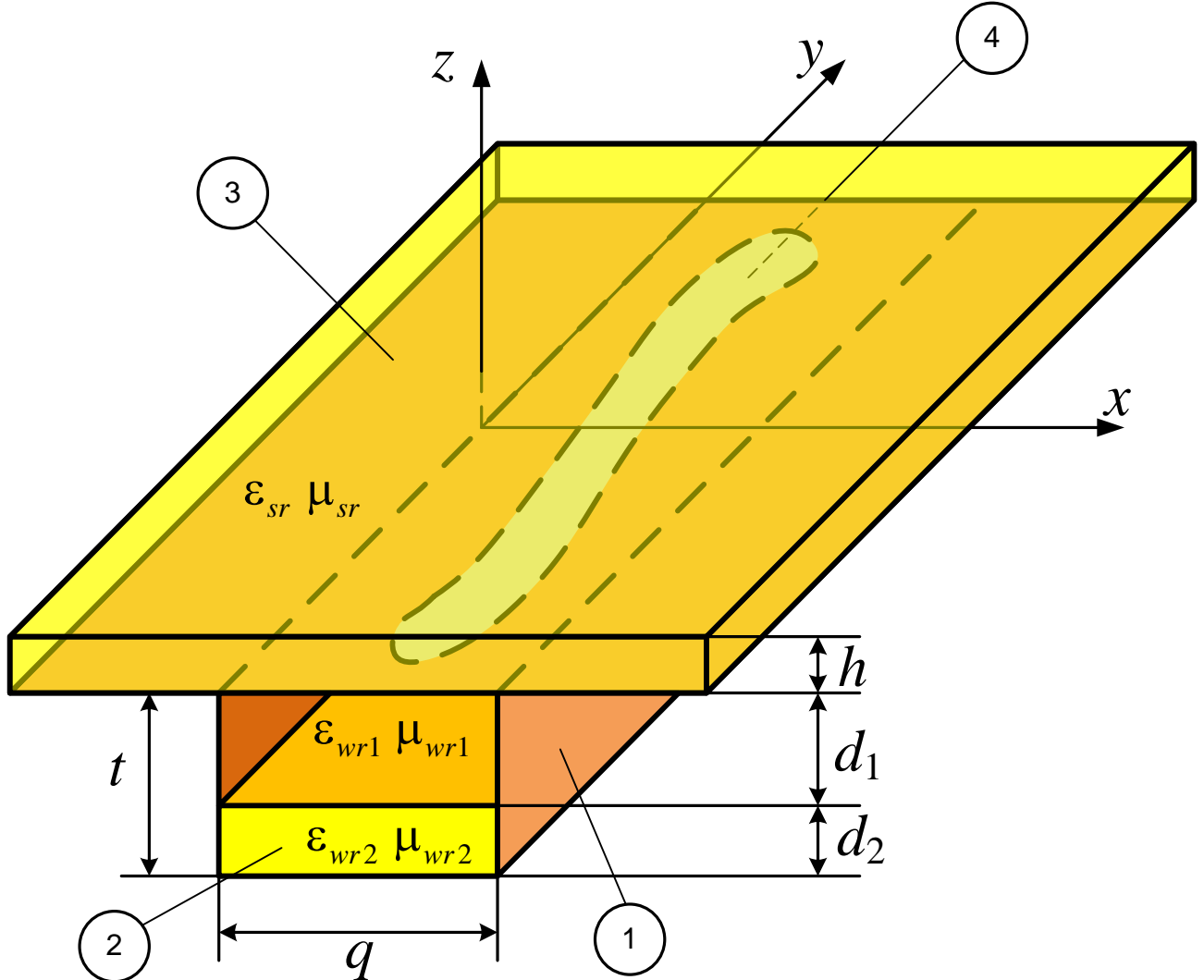


Рисунок 1.2 – Модель исследуемой антенны

Координатные оси ориентированы таким образом, что граница раздела слоев диэлектрика внутри волновода соответствует координатной поверхности (рисунок 1.2): y – вдоль оси волновода, z – перпендикулярно плоскости щели, x достраивается до правой тройки. Пусть искомая постоянная распространения вдоль оси системы $k_y = \beta - j\alpha$, где β – коэффициент фазы, α – коэффициент затухания. Относительно оси классификации волн она не будет продольной.

1.5. Запись собственных функций

Рассматриваемая структура условно состоит из двух областей – области внутри волновода и области снаружи. Каждая из этих областей имеет свое поперечное сечение относительно оси классификации типов волн – оси z в выбранной системе координат. Таким образом, каждой области будет соответствовать своя пара решений χ_{mn} и ψ_{mn} и, следовательно, своя запись функции Грина.

Область вне волновода в поперечном сечении представляет собой неограниченное пространство (рисунок 1.3). В этом случае собственные функции одинаковы для E - и H -волн и отвечают условиям расходимости [81]:

$$\chi_{mn} = \psi_{mn} = \frac{1}{2\pi} e^{-j(k_x x + k_y y)}, \quad (1.47)$$

а собственные числа выглядят следующим образом:

$$k_{\perp} = k_x^2 + k_y^2$$

где k_x , k_y – волновые числа вдоль соответствующих координатных осей.

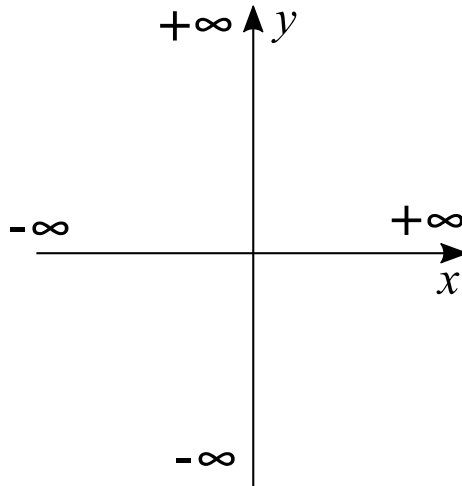


Рисунок 1.3 – Неограниченная область в поперечном сечении

Область внутри волновода представляет собой полосу, ограниченную двумя плоскостями по оси x и не ограниченную по оси y (рисунок 1.4). Поэтому спектр волн вдоль оси x дискретен, вдоль оси y – непрерывен; а собственные (поперечные волновые) числа $k_{\perp} = \sqrt{(\pi r/q)^2 + k_y^2}$. Таким образом, собственные функции для волн типа H и E имеют вид, соответственно:

$$\psi = \sqrt{\frac{\epsilon_r}{2\pi q}} \cos \frac{\pi r x}{q} e^{-jk_y y}, \quad r = 0, 1, 2, \dots \quad (1.48)$$

$$\chi = \sqrt{\frac{1}{\pi q}} \sin \frac{\pi r x}{q} e^{-jk_y y}, r = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.49)$$

где ε_r – символ Кронекера, принимающий значения $\varepsilon_r = 1$, если $r = 0$, $\varepsilon_r = 2$, если $r \neq 0$.

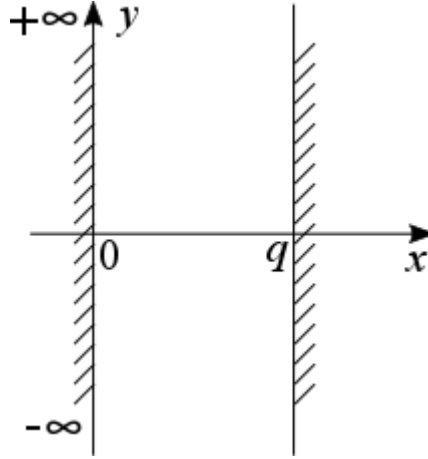


Рисунок 1.4 – Слой, ограниченный параллельными плоскостями

Постоянные множители в (1.47) – (1.49) выбраны из условия нормировки собственных функций:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \chi_m(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi_n(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_m(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_n(y) = 1$$

для неограниченного пространства и

$$\int_0^q \chi_m(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi_n(y) = \int_0^q \psi_m(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_n(y) = 1$$

для плоского волновода.

В основе модели внутреннего пространства также может быть использована область, поперечное сечение которой ограничено с четырех сторон, например, при построении антенн на основе волноводных резонаторов. Данный случай в работе не рассматривается подробно, поскольку изменение рабочей частоты такой антенны в какую бы то ни было сторону не приводит к сканированию диаграммы направленности, а только лишь к расширению основного лепестка, и в случае сильной расстройки – к его раздвоению [87]–[88].

Использование в основе модели бесконечной структуры является эквивалентом нерезонансной антенны, работающей в режиме бегущей волны, и изменение рабочей частоты которой позволяет управлять положением основного лепестка диаграммы направленности в пространстве. В этом случае в зависимости от отношения d/λ может быть определено пространственное положение главного максимума и углочастотная характеристика в целом.

Длина излучающей структуры выбирается на следующем шаге, исходя из требований к ширине диаграммы направленности.

1.6. Представление функций Грина

После подстановки (1.47)–(1.49) и (1.37)–(1.41) в (1.11), взятия производных и вынесения за скобки общих множителей, окончательный вариант записи выражения для функции Грина магнитного типа, позволяющей рассчитать компоненты магнитного поля в любой точке внешнего полупространства при возбуждении точечным источником магнитного тока, принимает вид:

$$\begin{aligned}
\bar{\bar{\Gamma}}_{22ext}(r, r') = & \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ a_x a_x \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x^2 (\bar{Y}_{ext}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z) + \right. \right. \\
& \left. \left. + k_y^2 (\bar{Y}_{ext}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z) \right] + \right. \\
& + a_x a_y \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x k_y (\bar{Y}_{ext}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z) - k_x k_y (\bar{Y}_{ext}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z) \right] + \\
& + a_y a_x \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x k_y (\bar{Y}_{ext}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z) - k_x k_y (\bar{Y}_{ext}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z) \right] + \\
& + a_y a_y \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_y^2 (\bar{Y}_{ext}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z) + k_x^2 (\bar{Y}_{ext}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z) \right] + \\
& - a_z a_x \left[\frac{k_x}{\gamma} (Y_1^H \cos \gamma z - j\bar{Y}_{ext}^H(0) \sin \gamma z) \right] + \\
& \left. - a_z a_y \left[\frac{k_y}{\gamma} (Y_1^H \cos \gamma z - j\bar{Y}_{ext}^H(0) \sin \gamma z) \right] \right\} e^{-jk_x(x-x')} e^{-jk_y(y-y')} dk_x dk_y.
\end{aligned} \tag{1.50}$$

Для внутреннего подпространства получим:

$$\begin{aligned}
\bar{\bar{\Gamma}}_{22int}(\vec{r}, \vec{r}') = & \frac{1}{\pi q} \sum_{r=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ a_x a_x \frac{1}{\left(\frac{\pi r}{q}\right)^2 + k_y^2} \sin \frac{\pi r x}{q} \sin \frac{\pi r x'}{q} \times \right. \\
& \times \left[\frac{\epsilon_r}{2} \left(\frac{\pi r}{q}\right)^2 (\bar{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z) + k_y^2 (\bar{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z) \right] + \\
& + a_x a_y \frac{-jk_y}{\left(\frac{\pi r}{q}\right)^2 + k_y^2} \left(\frac{\pi r}{q}\right) \sin \frac{\pi r x}{q} \cos \frac{\pi r x'}{q} \times \\
& \times \left[\frac{\epsilon_r}{2} (\bar{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z) - (\bar{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z) \right] +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + a_y a_x \frac{jk_y}{\left(\frac{\pi r}{q}\right)^2 + k_y^2} \left(\frac{\pi r}{q}\right) \cos \frac{\pi r x}{q} \sin \frac{\pi r x'}{q} \times \\
& \times \left[\frac{\epsilon_r}{2} \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) - \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_y a_y \frac{1}{\left(\frac{\pi r}{q}\right)^2 + k_y^2} \cos \frac{\pi r x}{q} \cos \frac{\pi r x'}{q} \times \\
& \times \left[k_y^2 \frac{\epsilon_r}{2} \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) + \left(\frac{\pi r}{q}\right)^2 \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_z a_x \left[\frac{-j \epsilon_r}{\gamma} \cos \frac{\pi r x}{q} \left(\frac{\pi r}{q}\right) \sin \frac{\pi r x'}{q} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j \vec{Y}_{int}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_z a_y \left[\frac{j \epsilon_r}{\gamma} \cos \frac{\pi r x}{q} (jk_y) \cos \frac{\pi r x'}{q} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j \vec{Y}_{int}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] \left. \right\} e^{-jk_y(y-y')} dk_y. \quad (1.51)
\end{aligned}$$

Внесение множителя $j\omega\epsilon_a$ под знак интеграла в (1.50) и (1.51) позволяет избавиться от привязки к волновому числу и параметрам среды в области наблюдения. Отсутствие диадных произведений типа $a_i a_z$ говорит об отсутствии вклада z -й составляющей магнитного тока в отклик магнитного поля, так как плотность последнего не имеет вариаций вдоль оси z .

1.7. Анализ антенны на основе прямоугольного волновода с продольной щелью в узкой стенке

Результаты дальнейших расчетов будут отличаться друг от друга в зависимости от ориентации излучающих элементов на стенке волновода и плотности распределения магнитных токов их возбуждающих. Поэтому для того, чтобы иметь возможность верификации предлагаемого аппарата, анализ антенн в конкретных вариантах исполнения разумней всего начать с анализа хорошо известных моделей, например, продольной щели в узкой стенке волновода, подробно описанной, например, в [1], [24], [31].

Общеизвестно, что критическая частота прямоугольного волновода в первую очередь определяется размером его широкой стенки, который в рассматриваемом случае не участвует в записи собственных функций, а только косвенно учитывается при построении характеристической части функции Грина. Поэтому рассмотрение антенны вытекающих волн на основе многослойного волновода с продольной щелью в узкой стенке является важным для иллюстрации эффективности и универсальности применения метода эквивалентных линий. Пример такой структуры изображен на рисунке 1.5. Основой конструкции является

прямоугольный волновод шириной a , высотой b ($a > b$). Щель шириной W имеет бесконечную длину, а также смещение относительно одной из широких стенок на величину x_0 .

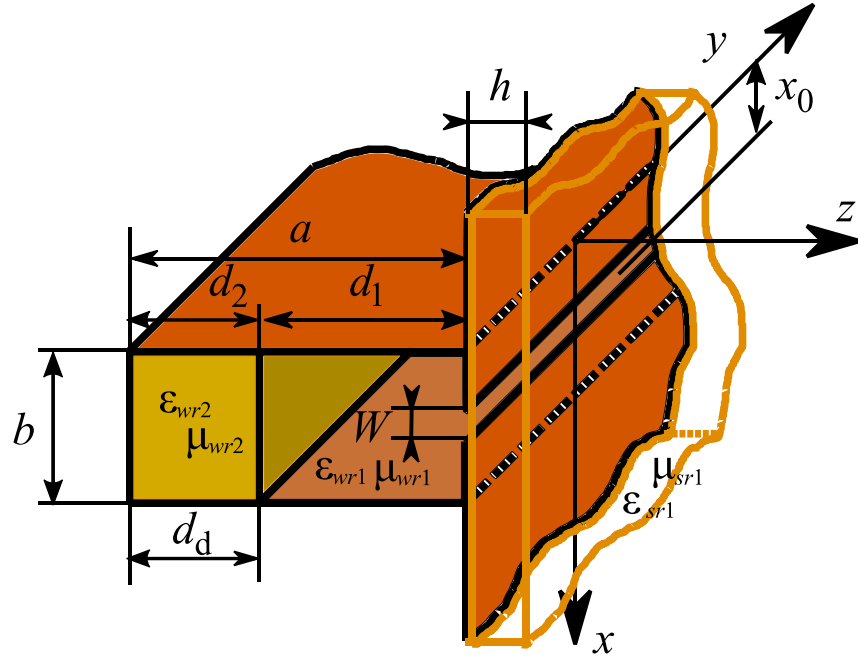


Рисунок 1.5 – Антенна вытекающих волн на основе частично заполненного прямоугольного волновода с продольной щелью в узкой стенке и защитным укрытием

Теперь, когда соотношение сторон волновода стало известно, имеет смысл сделать замены $q \rightarrow b$, $t \rightarrow a$, $r \rightarrow n$ для облегчения восприятия в соответствии с общепринятыми обозначениями. Тогда выражение для функции Грина (1.51) для области внутри волновода переписывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma}_{22int}(\vec{r}, \vec{r}') = & \frac{1}{\pi b} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ a_x a_x \frac{1}{\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + k_y^2} \sin \frac{\pi n x}{b} \sin \frac{\pi n x'}{b} \times \right. \\ & \times \left[\frac{\epsilon_n}{2} \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) + k_y^2 \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\ & + a_x a_y \frac{-j k_y}{\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + k_y^2} \left(\frac{\pi n}{b}\right) \sin \frac{\pi n x}{b} \cos \frac{\pi n x'}{b} \times \\ & \times \left[\frac{\epsilon_n}{2} \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) - \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + a_y a_x \frac{jk_y}{\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + k_y^2} \left(\frac{\pi n}{b}\right) \cos \frac{\pi n x}{b} \sin \frac{\pi n x'}{b} \times \\
& \times \left[\frac{\varepsilon_n}{2} \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) - \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_y a_y \frac{1}{\left(\frac{\pi r}{b}\right)^2 + k_y^2} \cos \frac{\pi n x}{b} \cos \frac{\pi n x'}{b} \times \\
& \times \left[k_y^2 \frac{\varepsilon_n}{2} \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_z a_x \left[\frac{-j \varepsilon_n}{\gamma} \frac{\varepsilon_n}{2} \cos \frac{\pi n x}{b} \left(\frac{\pi n}{b}\right) \sin \frac{\pi n x'}{b} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j \vec{Y}_{int}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_z a_y \left[\frac{-k_y}{\gamma} \frac{\varepsilon_n}{2} \cos \frac{\pi n x}{b} \cos \frac{\pi n x'}{b} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j \vec{Y}_{int}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] \left. \right\} e^{-jk_y(y-y')} dk_y. \tag{1.52}
\end{aligned}$$

Магнитный ток в достаточно узкой щели имеет только продольную составляющую, равномерно распределенную по ее ширине вне зависимости от величины смещения последней относительно широкой стенки волновода [27]. Зададим ее монохроматической волной, бегущей в положительном направлении оси y :

$$\mathbf{J}^M(\vec{r}') = \mathbf{a}_y \frac{M_0}{W} e^{-j\zeta y'}, \quad x_0 - \frac{W}{2} < x' < x_0 + \frac{W}{2}, \quad -\infty < y' < \infty, \tag{1.53}$$

где \mathbf{a}_y – единичный вектор; M_0 – магнитный ток в пучности распределения; ζ – параметр, характеризующий фазовую скорость тока и соответствующий искомой продольной постоянной распространения [80]; x_0 – смещение продольной щели относительно одной из широких стенок волновода (рисунок 1.5), изменяющееся в пределах: $\frac{W}{2} < x_0 < b - \frac{W}{2}$.

Далее, в соответствии с алгоритмом, предложенным в 1.3, необходимо определить компоненты магнитного поля согласно (1.10). Результатом умножения тензора магнитной функции Грина $\overline{\overline{\Gamma}}_{22}$ справа на вектор-столбец плотности распределения магнитного тока \mathbf{J}^M является вектор-столбец магнитного поля, вклад в элементы которого будет иметь только второй столбец тензора. Таким образом, расчет сводится к вычислению достаточно простых интегралов по координатам источника электромагнитного возбуждения (в данном случае – щели) для обеих областей рассматриваемой системы. Причем, при интегрировании по координате точек источника y' , результаты для внешней области и области внутри волновода одинаковы:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\zeta y'} e^{jk_y y'} dy' = 2\pi\delta(k_y - \zeta).$$

Интегрирование по оси точек источника x' во внешней области сводится к расчету

$$\frac{1}{W} \int_{x_0 - \frac{W}{2}}^{x_0 + \frac{W}{2}} e^{jk_x x'} dx' = \frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} e^{jk_x x_0},$$

а во внутренней к

$$\frac{1}{W} \int_{x_0 - \frac{W}{2}}^{x_0 + \frac{W}{2}} \cos \frac{\pi n x'}{b} dx' = \frac{\sin\left(\frac{\pi n W}{2b}\right)}{\frac{\pi n W}{2b}} \cos\left(\frac{\pi n x_0}{b}\right).$$

Тогда магнитное поле во внешнем полупространстве определяется выражением:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{ext}} = & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x k_y \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z \right) - k_x k_y \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \right. \\ & + \mathbf{a}_y \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_y^2 \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z \right) + k_x^2 \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z \right) \right] - \\ & \left. - \mathbf{a}_z \left[\frac{k_y}{\gamma} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j\vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] \right\} \frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} e^{jk_x x_0} \delta(k_y - \zeta) dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (1.54)$$

а поле внутри волновода:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{int}} = & \frac{2}{b} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{-jk_y}{\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + k_y^2} \left(\frac{\pi n}{b}\right) \sin \frac{\pi n x}{b} \times \right. \\ & \times \left[\frac{\varepsilon_n}{2} \left(\vec{Y}_{\text{int}}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z \right) - \left(\vec{Y}_{\text{int}}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\ & + \mathbf{a}_y \frac{1}{\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + k_y^2} \cos \frac{\pi n x}{b} \times \\ & \times \left[k_y^2 \frac{\varepsilon_n}{2} \left(\vec{Y}_{\text{int}}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z \right) + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 \left(\vec{Y}_{\text{int}}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\ & \left. + \mathbf{a}_z \left[\frac{-k_y}{\gamma} \frac{\varepsilon_n}{2} \cos \frac{\pi n x}{b} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j\vec{Y}_{\text{int}}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] \right\} \cos \frac{\pi n x_0}{b} \frac{\sin\left(\frac{\pi n W}{2b}\right)}{\frac{\pi n W}{2b}} \times \delta(k_y - \zeta) e^{-jk_y y} dk_y \end{aligned} \quad (1.55)$$

При этом следует обратить внимание, что в случае использования диэлектриков с потерями, вычисление интегралов в (1.54) и (1.55) требует оперирования на комплексной плоскости. В любом случае, с учетом фильтрующего свойства дельта-функции результат данной процедуры есть подынтегральная функция, аргументом которой вместо k_y является ζ (в том числе в выражениях для проводимостей):

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{ext}} = & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \left[k_x \zeta \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) - k_x \zeta \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \right. \\ & + \mathbf{a}_y \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \left[\zeta^2 \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) + k_x^2 \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] - \\ & \left. - \mathbf{a}_z \left[\frac{\zeta}{\gamma} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j \vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] \right\} \frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} e^{-jk_x x} e^{-j\zeta y} e^{jk_x x_0} dk_x, \end{aligned} \quad (1.56)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{int}} = & \frac{2}{b} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{-j\zeta}{\left(\frac{\pi n}{b} \right)^2 + \zeta^2} \left(\frac{\pi n}{b} \right) \sin \frac{\pi n x}{b} \times \right. \\ & \times \left[\frac{\varepsilon_n}{2} \left(\vec{Y}_{\text{int}}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) - \left(\vec{Y}_{\text{int}}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\ & + \mathbf{a}_y \frac{1}{\left(\frac{\pi n}{b} \right)^2 + \zeta^2} \cos \frac{\pi n x}{b} \times \\ & \times \left[\zeta^2 \frac{\varepsilon_n}{2} \left(\vec{Y}_{\text{int}}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) + \left(\frac{\pi n}{b} \right)^2 \left(\vec{Y}_{\text{int}}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\ & \left. + \mathbf{a}_z \left[\frac{-\zeta}{\gamma} \frac{\varepsilon_n}{2} \cos \frac{\pi n x}{b} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j \vec{Y}_{\text{int}}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] \right\} \cos \frac{\pi n x_0}{b} \frac{\sin \left(\frac{\pi n W}{2b} \right)}{\frac{\pi n W}{2b}} e^{-j\zeta y} \end{aligned} \quad (1.57)$$

Таким образом, (1.56) и (1.57) полностью описывают магнитное поле в любой точке пространства в рамках выбранной модели. Однако, решение (1.4) требует знания лишь тангенциальных составляющих в плоскости щели, ограниченной ее размерами. Поэтому, положив $z = 0$ в (1.56)–(1.57) и отбрасывая составляющую вдоль оси z , получаем:

$$H_{\tau,ext} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \left[k_x \zeta \vec{Y}_{ext}^H(0) - k_x \zeta \vec{Y}_{ext}^E(0) \right] + \right. \\ \left. + \mathbf{a}_y \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \left[\zeta^2 \vec{Y}_{ext}^H(0) + k_x^2 \vec{Y}_{ext}^E(0) \right] \right\} \frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} e^{-jk_x x} e^{-j\zeta y} e^{jk_x x_0} dk_x, \quad (1.58)$$

$$H_{\tau,int} = \frac{2}{b} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{-j\zeta}{\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + \zeta^2} \left(\frac{\pi n}{b}\right) \sin \frac{\pi n x}{b} \left[\frac{\varepsilon_n}{2} \vec{Y}_{int}^H(0) - \vec{Y}_{int}^E(0) \right] + \right. \\ \left. + \mathbf{a}_y \frac{1}{\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + \zeta^2} \cos \frac{\pi n x}{b} \left[\zeta^2 \frac{\varepsilon_n}{2} \vec{Y}_{int}^H(0) + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 \vec{Y}_{int}^E(0) \right] \right\} \cos \frac{\pi n x_0}{b} \frac{\sin \left(\frac{\pi n W}{2b}\right)}{\frac{\pi n W}{2b}} e^{-j\zeta y}. \quad (1.59)$$

При подстановке (1.53), (1.58)–(1.59), в (1.4), в результате скалярного умножения пробной функции на тангенциальную компоненту вектора напряженности магнитного поля, в обеих областях вклад в итоговое уравнение будет иметь только составляющая магнитного поля, ориентированная вдоль оси y . Процедура интегрирования по площади при этом сводится к вычислению:

$$\frac{1}{W} \int_{x_0 - \frac{W}{2}}^{x_0 + \frac{W}{2}} e^{-jk_x x} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j2\zeta y} dy = e^{-jk_x x_0} \frac{\sin \left(k_x \frac{W}{2}\right)}{k_x \frac{W}{2}} 2\pi\delta(2\zeta)$$

для внешней области и

$$\frac{1}{W} \int_{x_0 - \frac{W}{2}}^{x_0 + \frac{W}{2}} \cos \frac{\pi n x}{b} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j2\zeta y} dy = \frac{\sin \left(\frac{\pi n W}{2b}\right)}{\frac{\pi n W}{2b}} \cos \left(\frac{\pi n x_0}{b}\right) 2\pi\delta(2\zeta)$$

для области внутри волновода. Таким образом,

$$\int_S E H_{\tau,ext} dS = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \left[\zeta^2 \vec{Y}_{ext}^H(0) + k_x^2 \vec{Y}_{ext}^E(0) \right] \left[\frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} \right]^2 2\pi\delta(2\zeta) dk_x, \quad (1.60)$$

$$\int_S EH_{\tau, int} dS = \frac{4}{b} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos^2 \frac{\pi n x_0}{b}}{\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + \zeta^2} \left[\zeta^2 \frac{\varepsilon_n}{2} \bar{Y}_{int}^H(0) + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 \bar{Y}_{int}^E(0) \right] \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi n W}{2b}\right)}{\frac{\pi n W}{2b}} \right]^2 2\pi\delta(2\zeta). \quad (1.61)$$

Следовательно, трансцендентное уравнение для поиска неизвестной комплексной постоянной распространения волны, существующей в прямоугольном волноводе с бесконечной продольной щелью в узкой стенке, получается путем приравнивания друг другу правых частей (1.60) и (1.61):

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \cdot \left[\zeta^2 \bar{Y}_{ext}^H(0) + k_x^2 \bar{Y}_{ext}^E(0) \right] \cdot \left[\frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} \right]^2 dk_x = \\ & = \frac{2\pi}{b} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi n x_0}{b}\right)}{\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + \zeta^2} \cdot \left[\zeta^2 \frac{\varepsilon_n}{2} \bar{Y}_{int}^H(0) + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 \bar{Y}_{int}^E(0) \right] \cdot \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi n W}{b}\right)}{\frac{\pi n W}{b}} \right]^2. \end{aligned} \quad (1.62)$$

В левой части (1.62) изменены пределы интегрирования, так как подынтегральное выражение является четной функцией

Уравнение (1.62) является универсальным и может быть применимо даже в предельном случае желобкового волновода ($W = b$), описанного в [24]. Данная ситуация имеет несколько отличий в сравнении со случаем узкой щели. Основное из них заключается в отсутствии проводящего экрана. Однако благодаря выбранной ориентации системы координат собственные функции сохраняют свой вид, и применение (1.62) остается справедливым.

При помощи данной методики также может быть рассчитана постоянная распространения антенны вытекающих волн на основе прямоугольного волновода с продольной щелью в широкой стенке. В этом случае в (1.62) необходимо осуществить взаимные замены $a \rightleftharpoons b$, а n заменить на m – число полуволн, укладываемых вдоль широкой стенки:

$$\begin{aligned} & \int_0^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \cdot \left[\zeta^2 \bar{Y}_{ext}^H(0) + k_x^2 \bar{Y}_{ext}^E(0) \right] \cdot \left[\frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} \right]^2 dk_x = \\ & = \frac{2\pi}{a} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi m x_0}{a}\right)}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + \zeta^2} \cdot \left[\zeta^2 \frac{\varepsilon_m}{2} \bar{Y}_{int}^H(0) + \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 \bar{Y}_{int}^E(0) \right] \cdot \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi m W}{a}\right)}{\frac{\pi m W}{a}} \right]^2. \end{aligned} \quad (1.63)$$

Как известно, при работе прямоугольного волновода на основной волне H_{10} , продольная щель, расположенная посередине широкой стенки, является неизлучающей [89]. Это легко показать при подстановке $x_0 = a/2$ и $m = 1$ в (1.63). Правая часть (1.63) обращается в нуль, и оно не имеет решения при любых ζ , так как левая часть может принимать только положительные значения.

1.8. Анализ антенны на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями в широкой стенке

Другим примером антенны вытекающих волн может быть антенна на основе многослойного прямоугольного волновода с близко расположенными друг к другу поперечными щелями в широкой стенке и защитным диэлектрическим укрытием (рисунок 1.6). Длина и ширина щелей обозначены как L и W , соответственно. Расстояние p между соседними щелями, взятое много меньше рабочей длины волны, обеспечивает минимальный набег фазы между соседними элементами. Ориентация осей координат и все допущения, принятые в 1.4, сохраняют свою силу: плоскости раздела диэлектриков параллельны плоскости щелей, толщина экрана предполагается бесконечно малой, материал стенок и экрана – идеальный проводник.

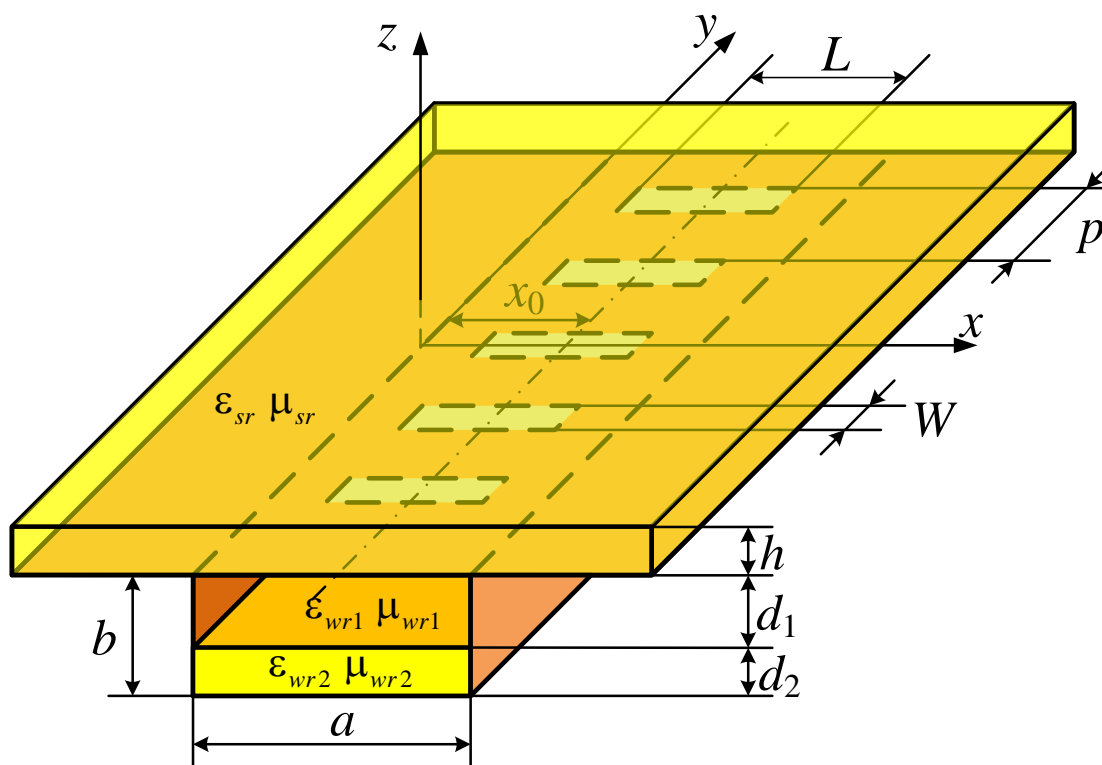


Рисунок 1.6 – Модель антенны вытекающих волн на основе частично заполненного прямоугольного волновода с поперечными щелями в широкой стенке и защитным диэлектрическим укрытием

По аналогии со случаем, рассмотренным в 1.7, для удобства восприятия имеет смысл сделать замены $q \rightarrow a$, $t \rightarrow b$, $r \rightarrow m$. Тогда выражение для функции Грина (1.51) для области внутри волновода переписывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
\bar{\Gamma}_{22}(\vec{r}, \vec{r}') = & \frac{1}{\pi a} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ a_x a_x \frac{1}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_y^2} \sin \frac{\pi m x}{a} \sin \frac{\pi m x'}{a} \times \right. \\
& \times \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) + k_y^2 \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_x a_y \frac{-j k_y}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_y^2} \left(\frac{\pi m}{a}\right) \sin \frac{\pi m x}{a} \cos \frac{\pi m x'}{a} \times \\
& \times \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) - \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_y a_x \frac{j k_y}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_y^2} \left(\frac{\pi m}{a}\right) \cos \frac{\pi m x}{a} \sin \frac{\pi m x'}{a} \times \\
& \times \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) - \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_y a_y \frac{1}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_y^2} \cos \frac{\pi m x}{a} \cos \frac{\pi m x'}{a} \times \\
& \times \left[k_y^2 \frac{\varepsilon_m}{2} \left(\vec{Y}_{int}^H(0) \cos \gamma z - j Y_1^H \sin \gamma z \right) + \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 \left(\vec{Y}_{int}^E(0) \cos \gamma z - j Y_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_z a_x \left[\frac{-j \varepsilon_r}{\gamma} \frac{\varepsilon_r}{2} \cos \frac{\pi m x}{a} \left(\frac{\pi m}{a}\right) \sin \frac{\pi m x'}{a} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j \vec{Y}_{int}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + a_z a_y \left[\frac{-k_y}{\gamma} \frac{\varepsilon_r}{2} \cos \frac{\pi m x}{a} \cos \frac{\pi m x'}{a} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j \vec{Y}_{int}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] \left. \right\} e^{-j k_y (y-y')} dk_y. \tag{1.64}
\end{aligned}$$

Выражение для функции Грина, описывающей внешнюю область, не претерпевает изменений, поскольку его запись не содержит элементов, зависящих от геометрических размеров волновода или излучающей поверхности.

Согласно известной методике анализа линейных антенных решеток (описываемой, например, в [90]), анализ исследуемой структуры целесообразней всего начать с анализа одиночного излучателя – отдельно взятой щели. По аналогии с [77]–[78] аппроксимируем распределение магнитного тока поперечной щели первой гармоникой, дополнительно учтем смещение щели относительно начала выбранной системы координат:

$$\mathbf{J}^M(\vec{r}') = \mathbf{a}_x \frac{M_0}{W} \cos\left[\frac{\pi}{L}(x' - x_0)\right], \quad x_0 - \frac{L}{2} < x' < x_0 + \frac{L}{2}, \quad -\frac{W}{2} < y' < \frac{W}{2}, \quad (1.65)$$

где \mathbf{a}_x – единичный вектор; M_0 – магнитный ток в пучности распределения; x_0 – смещение поперечной щели относительно одной из узких стенок волновода (рисунок 1.6), изменяющееся в пределах: $\frac{L}{2} < x_0 < a - \frac{L}{2}$.

После подстановки (1.50) и (1.65) в (1.10) вычисление компонент магнитного поля сводится к вычислению двух достаточно простых не зависящих друг от друга интегралов вдоль осей декартовой системы координат, ограниченных размерами щели. Причем за счет того, что в двух рассматриваемых подпространствах граничные условия вдоль координаты y одинаковы, то и поле в них будет определяться одним и тем же интегралом от экспоненты на симметричном отрезке:

$$\frac{1}{W} \int_{-\frac{W}{2}}^{\frac{W}{2}} e^{jk_y y'} dy' = \frac{\sin\left(k_y \frac{W}{2}\right)}{k_y \frac{W}{2}}. \quad (1.66)$$

Для оценки вклада продольной относительно щели компоненты источника в формируемое магнитное поле во внешнем полупространстве достаточно путем двойного интегрирования по частям (за u принимается экспонента, за v – тригонометрические функции) вычислить сводящийся к самому себе интеграл:

$$\int_{x_0 - \frac{L}{2}}^{x_0 + \frac{L}{2}} \cos\left[\frac{\pi}{L}(x' - x_0)\right] e^{jk_x x'} dx' = \frac{2\pi}{L} \frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} e^{jk_x x_0}. \quad (1.67)$$

Для внутренней области интеграл по координате x' содержащий произведение тригонометрических функций, рассчитывается с использованием свойств тригонометрических преобразований и формул приведения:

$$\int_{x_0 - \frac{L}{2}}^{x_0 + \frac{L}{2}} \sin\frac{\pi m x'}{a} \cos\left[\frac{\pi}{L}(x' - x_0)\right] dx' = \frac{2\pi}{L} \frac{\sin\frac{\pi m x_0}{a} \cos\frac{\pi m L}{2a}}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2}. \quad (1.68)$$

Таким образом, окончательное выражение для магнитного поля, излучаемого во внешнее полупространство узкой поперечной щелью в широкой стенке прямоугольного волновода, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
\mathbf{H}_{\text{ext}} = & \frac{M_0}{2\pi L} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x^2 \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + k_y^2 \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \right. \\
& + \mathbf{a}_y \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x k_y \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z \right) - k_x k_y \left(\vec{Y}_{\text{ext}}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& \left. - \mathbf{a}_z \left[\frac{k_x}{\gamma} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j\vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] \right\} \frac{\cos \left(k_x \frac{L}{2} \right) \sin \left(k_y \frac{W}{2} \right)}{\left(\frac{\pi}{L} \right)^2 - k_x^2} \frac{1}{k_y \frac{W}{2}} e^{-jk_x x} e^{jk_x x_0} e^{-jk_y y} dk_x dk_y. \quad (1.69)
\end{aligned}$$

Для магнитного поля во внутренней области:

$$\begin{aligned}
\mathbf{H}_{\text{int}} = & M_0 \frac{2}{aL} \sum_{r=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{1}{\left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 + k_y^2} \sin \frac{\pi m x}{a} \times \right. \\
& \times \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \left(\vec{Y}_{\text{int}}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z \right) + k_y^2 \left(\vec{Y}_{\text{int}}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + \mathbf{a}_y \frac{jk_y}{\left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 + k_y^2} \left(\frac{\pi m}{a} \right) \cos \frac{\pi m x}{a} \times \\
& \times \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\vec{Y}_{\text{int}}^H(0) \cos \gamma z - jY_1^H \sin \gamma z \right) - \left(\vec{Y}_{\text{int}}^E(0) \cos \gamma z - jY_1^E \sin \gamma z \right) \right] + \\
& + \mathbf{a}_z \left[\frac{-j}{\gamma} \frac{\varepsilon_m}{2} \left(\frac{\pi m}{a} \right) \cos \frac{\pi m x}{a} \left(Y_1^H \cos \gamma z - j\vec{Y}_{\text{int}}^H(0) \sin \gamma z \right) \right] \times \\
& \times \frac{\sin \frac{\pi m x_0}{a} \cos \frac{\pi m L}{2a} \sin \left(k_y \frac{W}{2} \right)}{\left(\frac{\pi}{L} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2} \frac{1}{k_y \frac{W}{2}} e^{-jk_y y} dk_y. \quad (1.70)
\end{aligned}$$

В связи с тем, что распределение магнитного тока в плоскости щели имеет лишь составляющую вдоль оси x , вклад в формирование магнитного поля имеет только первый столбец тензора магнитной функции Грина.

Точно так же, как и в случае с антенной на основе волновода с продольной щелью, сшивание тангенциальных составляющих магнитного поля происходит в плоскости щели, поэтому в (1.69) и (1.70) необходимо положить $z = 0$ и опустить компоненту вдоль оси z .

$$H_{\tau,ext} = \frac{M_0}{2\pi L} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x^2 \vec{Y}_{ext}^H(0) + k_y^2 \vec{Y}_{ext}^E(0) \right] + \right. \\ \left. + \mathbf{a}_y \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x k_y \vec{Y}_{ext}^H(0) - k_x k_y \vec{Y}_{ext}^E(0) \right] \right\} \frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right) \sin\left(k_y \frac{W}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \frac{1}{k_y \frac{W}{2}} e^{-jk_x x} e^{jk_x x_0} e^{-jk_y y} dk_x dk_y. \quad (1.71)$$

$$H_{\tau,int} = M_0 \frac{2}{aL} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \mathbf{a}_x \frac{1}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_y^2} \sin \frac{\pi m x}{a} \left[\frac{\epsilon_m}{2} \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 \vec{Y}_{int}^H(0) + k_y^2 \vec{Y}_{int}^E(0) \right] + \right. \\ \left. + \mathbf{a}_y \frac{jk_y}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_y^2} \left(\frac{\pi m}{a}\right) \cos \frac{\pi m x}{a} \left[\frac{\epsilon_m}{2} \vec{Y}_{int}^H(0) - \vec{Y}_{int}^E(0) \right] \right\} \frac{\sin \frac{\pi m x_0}{a} \cos \frac{\pi m L}{2a} \sin\left(k_y \frac{W}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2} \frac{1}{k_y \frac{W}{2}} e^{-jk_y y} dk_y. \quad (1.72)$$

По аналогии со случаем антенны на основе волновода с продольной щелью, при проверке условия ортогональности выбранной базисной функции и невязки, возникает скалярное произведение, в результате которого процедура поиска постоянной распространения сводится к сшиванию магнитных полей только лишь вдоль оси, ориентированной параллельно длинной стенке щели. В этом случае расчет сводится к вычислению интегралов

$$\frac{1}{W} \int_{-\frac{W}{2}}^{\frac{W}{2}} e^{-jk_y y} dy \int_{x_0 - \frac{L}{2}}^{x_0 + \frac{L}{2}} \cos \left[\frac{\pi}{L} (x - x_0) \right] e^{-jk_x x} dx = \frac{2\pi}{L} \frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right) \sin\left(k_y \frac{W}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \frac{1}{k_y \frac{W}{2}} e^{-jk_x x_0}$$

для внешнего полупространства и

$$\frac{1}{W} \int_{-\frac{W}{2}}^{\frac{W}{2}} e^{-jk_y y} dy \int_{x_0 - \frac{L}{2}}^{x_0 + \frac{L}{2}} \sin \frac{\pi m x'}{a} \cos \left[\frac{\pi}{L} (x' - x_0) \right] dx' = \frac{2\pi}{L} \frac{\sin \frac{\pi m x_0}{a} \cos \frac{\pi m L}{2a} \sin\left(k_y \frac{W}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2} \frac{1}{k_y \frac{W}{2}}$$

области внутри волновода. Таким образом,

$$\int_S \mathbf{E} H_{\tau,ext} dS = \frac{M_0^2}{L^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x^2 \vec{Y}_{ext}^H(0) + k_y^2 \vec{Y}_{ext}^E(0) \right] \left[\frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(k_y \frac{W}{2}\right)}{k_y \frac{W}{2}} \right]^2 dk_x dk_y, \quad (1.73)$$

$$\int_S EH_{\tau, \text{int}} dS = \frac{4\pi M_0^2}{a L^2} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_y^2} \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 \vec{Y}_{\text{int}}^H(0) + k_y^2 \vec{Y}_{\text{int}}^E(0) \right] \times$$

$$\times \left[\frac{\sin \frac{\pi m x_0}{a} \cos \frac{\pi m L}{2a}}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(k_y \frac{W}{2}\right)}{k_y \frac{W}{2}} \right]^2 dk_y. \quad (1.74)$$

Выражения (1.73) и (1.74) имеют одинаковые множители $\left[\frac{\sin(k_{yn}W/2)}{k_{yn}W/2} \right]^2$, которые после подстановки в (1.4) можно будет сократить при условии, что они не равны нулю. Данное условие выполняется, если $k_{yn} \neq 2\pi s/W$, где $s = 0, 1, 2 \dots$. При $s = 0$ продольная составляющая постоянной распространения также обращается в нуль, что говорит о наличии стоячей волны в направляющей структуре. В остальных случаях минимальное значение k_{yn} составляет $\frac{\lambda_0}{W} k_0$, где λ_0 – длина волны в свободном пространстве. С учетом того, что щели антенны вытекающих волн имеют весьма малую ширину, полное обнуление сокращаемого множителя в (1.73) и (1.74) возможно лишь при $k_{yn} \gg k_0$. Обе ситуации не имеют физического смысла в рамках рассматриваемой модели.

Таким образом, дисперсионное уравнение приобретает следующий вид:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x^2 \vec{Y}_{\text{ext}}^H(0) + k_y^2 \vec{Y}_{\text{ext}}^E(0) \right] \left[\frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \right]^2 dk_x dk_y =$$

$$= \frac{4\pi}{a} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_y^2} \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 \vec{Y}_{\text{int}}^H(0) + k_y^2 \vec{Y}_{\text{int}}^E(0) \right] \left[\frac{\sin \frac{\pi m x_0}{a} \cos \frac{\pi m L}{2a}}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2} \right]^2 dk_y. \quad (1.75)$$

Следует напомнить, что (1.75) описывает лишь одну ячейку антенны. Последним шагом при нахождении неизвестного волнового числа в периодической структуре является замена $k_{yn} \rightarrow k_y + 2\pi n/p$ в (1.75) согласно теореме Флоке, где n – номер гармоники Флоке. При этом основная гармоника, соответствующая $n = 0$, имеет структуру поля, совпадающую с полем бегущей волны [78], [91].

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_{yn}^2} \left[k_x^2 \vec{Y}_{ext}^H(0) + k_{yn}^2 \vec{Y}_{ext}^E(0) \right] \left[\frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \right]^2 dk_x = \\
& = \frac{4\pi}{a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_{yn}^2} \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 \vec{Y}_{int}^H(0) + k_{yn}^2 \vec{Y}_{int}^E(0) \right] \left[\frac{\sin \frac{\pi m x_0}{a} \cos \frac{\pi m L}{2a}}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2} \right]^2.
\end{aligned} \tag{1.76}$$

Подынтегральная функция левой части (1.76) – четная, так как всюду в ее записи, включая выражения для проводимостей, переменная k_x возводится в квадрат. Поэтому можно поменять пределы интегрирования.

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left[k_x^2 \vec{Y}_{ext}^H(0) + k_y^2 \vec{Y}_{ext}^E(0) \right] \left[\frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \right]^2 dk_x = \\
& = \frac{2\pi}{a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + k_y^2} \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 \vec{Y}_{int}^H(0) + k_y^2 \vec{Y}_{int}^E(0) \right] \left[\frac{\sin \frac{\pi m x_0}{a} \cos \frac{\pi m L}{2a}}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2} \right]^2.
\end{aligned} \tag{1.77}$$

Предложенная техника универсальна и может быть использована для анализа антенн вытекающих волн на основе любых видов многослойных плоских волноводных структур, включая волноводы, интегрированные в диэлектрическую подложку (рисунок 1.7).

Особенностью расчета характеристик таких антенн является возможность использования модели прямоугольного волновода, имеющего некую эффективную ширину a_{eff} вместо реальной ширины a интегрированного волновода, измеряемой между центрами проводящих цилиндров. Эффективная ширина a_{eff} может быть приблизительно рассчитана согласно эмпирическому уравнению, полученному в [92]:

$$a_{eff} = a - 1,08 \frac{t^2}{s} + 0,1 \frac{t^2}{a}, \tag{1.78}$$

где t – диаметры проводящих цилиндров, s – шаг между цилиндрами. Применение (1.78) удобно в том плане, что эффективная ширина волновода не зависит от длины волны излучаемого сигнала, то есть во всех слоях сэндвич структуры эффективная ширина будет одинаковой, несмотря на различие в их диэлектрической проницаемости, что позволяет использовать

предложенный аппарат без каких-либо доработок. Однако, в соответствии с рекомендациями авторов [92] выражение (1.78) справедливо, если соотношение s/t меньше трех, а t/a меньше $1/5$.

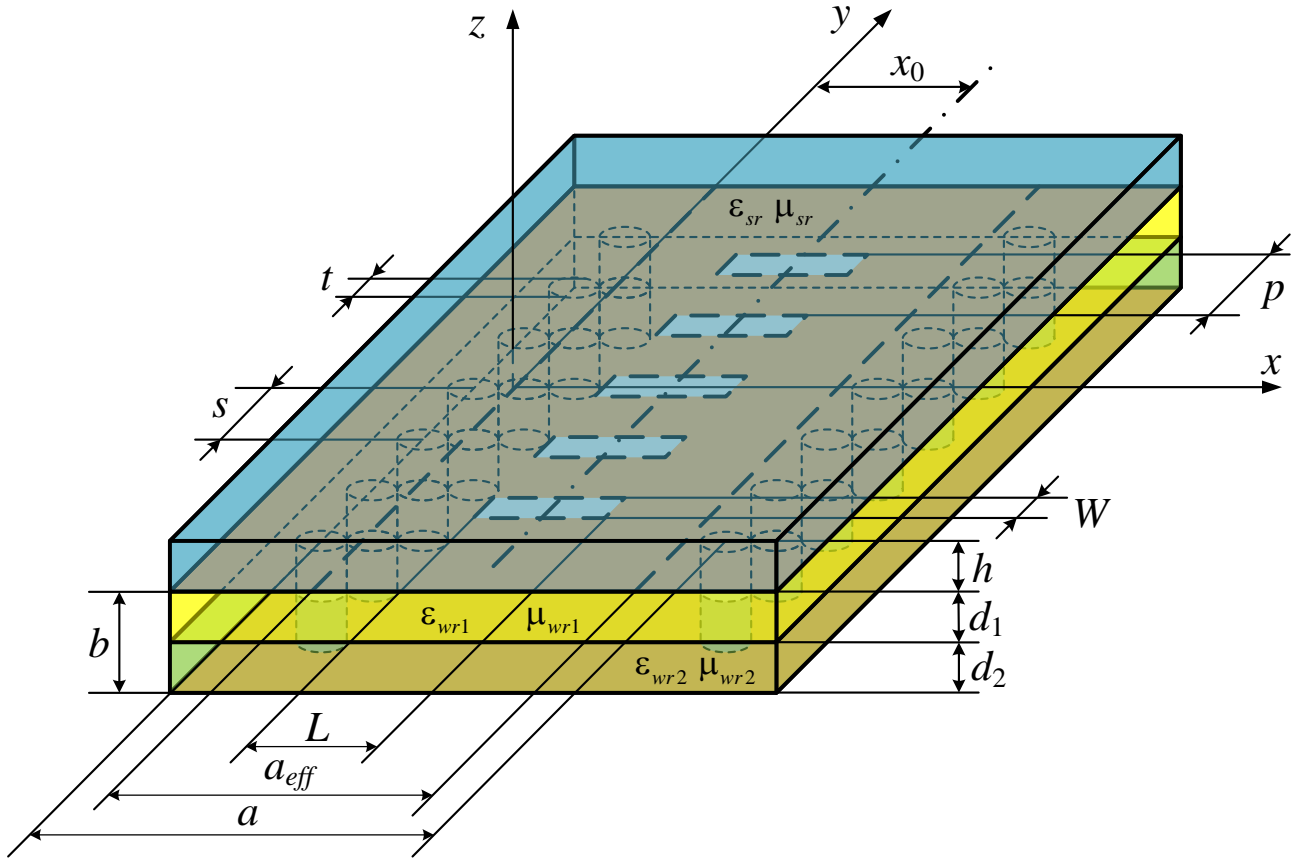


Рисунок 1.7 – Конструкция антенны вытекающих волн на основе двухслойного планарного волновода с диэлектрическим укрытием

1.9. Выводы

При использовании аппарата тензорных функций Грина стратифицированных сред разработана универсальная математическая модель, позволяющая описывать антенны вытекающих волн, выполненные на основе плоскостойких волноводных структур с произвольной ориентацией излучающих элементов. Суть модели заключается в раздельном расчете электромагнитного поля в двух связанных между собой областях, возбуждаемых одним и тем же магнитным током: в прямоугольном слоистом волноводе и в полупространстве, ограниченном проводящей плоскостью со слоем диэлектрика.

С учетом непрерывности тангенциальных компонент поля в щели, выступающей в качестве элемента связи рассматриваемых областей, предложена обобщенная методика составления и последующего решения интегральных уравнений для расчета постоянной распространения существующей направляемой волны, определяющей характеристики

излучения антенны. Использование разработанной методики продемонстрировано на примере слоистых прямоугольных волноводов с продольной щелью в узкой стенке и волноводов с близко расположенными друг к другу поперечными щелями в широкой стенке. В качестве основы для антенны вытекающих волн помимо традиционного варианта рассмотрен новый перспективный вид волноводов, интегрированных в печатную плату СВЧ. Корректность полученных выражений на этапе их составления подтверждена путем выполнения предельных переходов к некоторым частным случаям.

Несмотря на то, что предложенная универсальная модель предполагает использование в качестве основы АВВ только таких сэндвич структур, слои которых параллельны стенке со щелями, она позволяет обобщить большое число разрозненных наработок предыдущих лет, полученных различными авторами путем моделирования в пакетах электродинамического анализа.

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [93]–[97].

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ВОЛНОВОДОВ СО ЩЕЛЯМИ

Данная глава направлена, прежде всего, на получение численных решений дисперсионных уравнений, записанных в Главе 1. Рассматриваются структуры, наиболее эффективные с точки зрения излучения электромагнитных волн: волновод с продольной щелью в узкой стенке, волновод с поперечными щелями в широкой стенке. Анализируются полученные зависимости коэффициента замедления от параметров излучающих элементов, от диэлектрической проницаемости, толщины и положения диэлектриков, используемых в структуре антенны в качестве заполнения волновода и в качестве защитного укрытия. Определяется влияние диэлектрического укрытия на характеристики антенны. Приводятся соответствующие зависимости параметров диаграммы направленности (ДН).

Исследуются модели антенн на основе полого волновода, многослойного волновода, полого волновода с укрытием. Приводятся методы упрощения обобщенных уравнений за счет применения методов асимптотического разложения интегралов Лапласа, применения матричных методов. Описываются авторский способ разбиения пространства комплексных волновых чисел, позволяющий повысить точность и быстродействие программы поиска корней дисперсионных уравнений на основе разработанного алгоритма.

2.1. Дисперсионные уравнения для антенн на основе многослойных волноводов

Нетрудно заметить, что во многом схожие между собой дисперсионные уравнения (1.62) для волновода с продольной щелью и (1.76) для волновода с поперечными щелями являются трансцендентными, так как содержат в своей записи неалгебраические функции (а именно, тригонометрические), учитывающие неоднородность поперечного сечения рассматриваемых структур. Поиск корней такого рода уравнений в аналитическом виде является весьма сложной задачей, зачастую невыполнимой. В этом случае обычно прибегают к использованию численных методов, позволяющих найти решение приближенно [98]. Данный подход применяется и в настоящей работе.

Отдельным нюансом, усложняющим процесс машинного расчета, является тот факт, что интегралы левой части (1.62) и (1.76), описывающие внешнее пространство, имеют пределы, стремящиеся к бесконечности. При решении задачи «в лоб», помимо большого объема вычислительных и временных ресурсов, при каждом конкретном варианте исполнения антенны

это требует мануального выбора контура интегрирования, обеспечивающего выполнение условий сходимости.

Общий вид дисперсионных уравнений (1.62) и (1.76) весьма сложен, так как они описывают широкий класс антенн вытекающих волн и полный спектр гармоник поддерживаемых ими колебаний. Однако, как было замечено ранее, громоздкие выражения могут быть существенно упрощены для каждого частного случая. Например, если взять антенну на основе волновода с продольной щелью и предположить, что защитного укрытия она не имеет, (то есть $h = 0$, $\vec{Y}_{ext}^H(0) = Y_2^H = \gamma/(\omega\mu_0)$, $\vec{Y}_{ext}^E(0) = Y_2^E = \omega\varepsilon_0/\gamma$), то интеграл в (1.62) преобразуется следующим образом:

$$\int_0^\infty \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \cdot \left[\zeta^2 \vec{Y}_{ext}^H(0) + k_x^2 \vec{Y}_{ext}^E(0) \right] \cdot \left[\frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} \right]^2 dk_x = \int_0^\infty \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \frac{\zeta^2 \gamma^2 + k_x^2 k_0^2}{\omega\mu_0 \gamma} \left[\frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} \right]^2 dk_x. \quad (2.1)$$

При подстановке $\gamma^2 = k_0^2 - k_x^2 - \zeta^2$ в (2.1), раскрытия скобок и перегруппировки, число множителей подынтегральной функции сокращается, и дисперсионное уравнение приобретает вид:

$$\frac{1}{\omega\mu_0} \int_0^\infty \frac{k_0^2 - \zeta^2}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - \zeta^2}} \left[\frac{\sin(k_x W/2)}{k_x W/2} \right]^2 dk_x = \frac{2\pi}{b} \sum_{m=0}^\infty \frac{\cos^2(\pi n x_0/b)}{(\pi n/b)^2 + \zeta^2} \cdot \left[\zeta^2 \frac{\varepsilon_n}{2} \vec{Y}_{int}^H(0) + \left(\frac{\pi n}{b} \right)^2 \vec{Y}_{int}^E(0) \right] \cdot \left[\frac{\sin(\pi n W/(2b))}{\pi n W/(2b)} \right]^2. \quad (2.2)$$

Аналогичным образом упрощается уравнение (1.76) для волновода с поперечными щелями:

$$\frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{n=-\infty}^\infty \int_0^\infty \frac{k_0^2 - k_x^2}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2}} \left[\frac{\cos(k_x L/2)}{(\pi/L)^2 - k_x^2} \right]^2 dk_x = \frac{2\pi}{a} \sum_{n=-\infty}^\infty \sum_{m=0}^\infty \frac{1}{(\pi m/a)^2 + k_y^2} \left[\frac{\varepsilon_m}{2} \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \vec{Y}_{int}^H(0) + k_y^2 \vec{Y}_{int}^E(0) \right] \left[\frac{\sin(\pi m x_0/a) \cos(\pi m L/(2a))}{(\pi/L)^2 - (\pi m/a)^2} \right]^2. \quad (2.3)$$

В связи с тем, что волна распространяется вдоль оси y , и затухание поля вдоль оси x не связано с переносом энергии в соответствующем направлении, то переменная k_x в (2.2) и (2.3) является вещественной. При этом, так как волновой вектор \vec{k}_1 в линии передачи является векторной суммой продольного и поперечного волновых чисел, то его модуль является максимальным значением, какое может принимать k_x вблизи критической частоты волноводно-

щелевой структуры. В случае же существования направляемых волн, k_x ограничено значениями $k_x = \sqrt{k_1^2 - k_{yn}^2}$ для волновода с поперечными щелями и $\sqrt{k_1^2 - \zeta^2}$ для волновода с продольной щелью, которые становятся верхней границей интегрирования в (2.2) и (2.3), превращая соответствующие интегралы в несобственные интегралы второго рода.

2.2. Применение метода перевала к решению дисперсионных уравнений

Подынтегральные выражения дисперсионных уравнений (1.62) и (1.76) имеют ряд особых точек, соответствующих поверхностным волнам [82], число которых варьируется в зависимости от толщины и диэлектрической проницаемости защитного укрытия. Причем наличие полюсов в (2.2) и (2.3) подтверждает обязательное существование поверхностных волн на границе раздела сред, в том числе проводящих. Стандартная процедура вычисления вычетов в окрестности этих полюсов достаточно сложна в связи с тем, что знаменатель подынтегральной функции содержит знак радикала. Поэтому, пользуясь свойствами экспоненты и натурального логарифма, подынтегральные выражения в (2.2) и (2.3) можно преобразовать к интегралу Лапласа:

$$\frac{1}{\omega\mu_0} \int_0^\infty \frac{k_0^2 - \zeta^2}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - \zeta^2}} \left[\frac{\sin(k_x W/2)}{k_x W/2} \right]^2 dk_x = \frac{k_0^2 - \zeta^2}{\omega\mu_0} \int_0^\infty \left[\frac{\sin(k_x W/2)}{k_x W/2} \right]^2 e^{-\frac{\ln(k_0^2 - k_x^2 - \zeta^2)}{2}} dk_x, \quad (2.4)$$

$$\frac{1}{\omega\mu_0} \int_0^\infty \frac{k_0^2 - k_x^2}{\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2}} \left[\frac{\cos(k_x L/2)}{(\pi/L)^2 - k_x^2} \right]^2 dk_x = \frac{1}{\omega\mu_0} \int_0^\infty (k_0^2 - k_x^2) \left[\frac{\cos(k_x L/2)}{(\pi/L)^2 - k_x^2} \right]^2 e^{-\frac{\ln(k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2)}{2}} dk. \quad (2.5)$$

Известно, что интеграл Лапласа в показателе экспоненты содержит большой положительный параметр. Однако, согласно [99] и [100] зависимость от него может быть сложной. Поэтому его роль в рассматриваемом случае вполне могут сыграть k_0^2 и k_i^2 в случаях среды антенны без защитного укрытия и с оным соответственно.

В общем случае функция $s(k_x) = -\ln(k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2)/2$ в показателе экспоненты в (2.4) и (2.5) – функция комплексного переменного, тогда можно прибегнуть к использованию метода перевала [99]. Точка перевала (точка, в которой $s'(k_x) = 0$) при этом находится в т. $k_x = 0$.

Тогда в соответствии с методом перевала можно провести замену интегралов их асимптотическими разложениями. В результате, для волновода с продольной щелью:

$$\frac{k_0^2 - \zeta^2}{\omega\mu_0} \int_0^\infty \left[\frac{\sin(k_x W/2)}{k_x W/2} \right]^2 e^{-\frac{\ln(k_0^2 - k_x^2 - \zeta^2)}{2}} dk_x \sim -j\sqrt{2\pi} \frac{k_0^2 - \zeta^2}{\omega\mu_0}, \quad (2.6)$$

для волновода с поперечными щелями:

$$\frac{1}{\omega\mu_0} \int_0^\infty (k_0^2 - k_x^2) \left[\frac{\cos(k_x L/2)}{(\pi/L)^2 - k_x^2} \right]^2 e^{-\frac{\ln(k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2)}{2}} dk \sim j\sqrt{2\pi} \cdot \left(\frac{L}{\pi}\right)^4 \frac{k_0^2}{\omega\mu_0}. \quad (2.7)$$

Дополнительно, если в случае волновода с продольной щелью положить $n = 0$, то для случая однородного заполнения дисперсионное уравнение будет иметь куда более простой вид, хотя так и останется трансцендентным.

$$\gamma_1 b \sqrt{\frac{2}{\pi}} = -\text{ctg}\gamma_1 a. \quad (2.8)$$

Число корней (2.8) будет определять число распространяющихся гармоник в щелевой структуре в зависимости от частоты рабочего сигнала и соотношения сторон волновода. При этом для постоянной распространения основной волны прямоугольного волновода не имеет значения ширина щели. Основной вклад в формирование вариаций дисперсионной кривой вносят гибридные волны более высоких порядков, формирующиеся в результате асимметричного возмущения поля посредством щели.

2.3. Процедура поиска корней дисперсионных уравнений

Традиционно процедура поиска численных решений подразделяется на два этапа:

1. Локализация корня – нахождение нулевого приближения.
2. Итерационное уточнение приближенного значения корня до тех пор, пока не будет достигнута заданная точность решения.

Успех данной операции во многом зависит от того, насколько удачно выбрано нулевое приближение. В противном случае, применение известных методов уточнения, например, метода градиентного спуска, метода Ньютона и других, может не дать удовлетворительного результата, так как существует вероятность, что они сойдутся к локальному минимуму функции, не являющемуся решением исходной системы уравнений, либо не сойдутся вовсе [98].

Так как поверхность, описываемая дисперсионными уравнениями на отдельно взятой частоте (рисунок 2.1), не является выпуклой, равномерное разбиение пространства волновых чисел с малой плотностью (как например в [101]) при решении рассматриваемой задачи часто приводит к ложному определению корней. И в случае, если на первом этапе приблизительное положение корня задано неверно, то второй шаг теряет всяческий смысл.

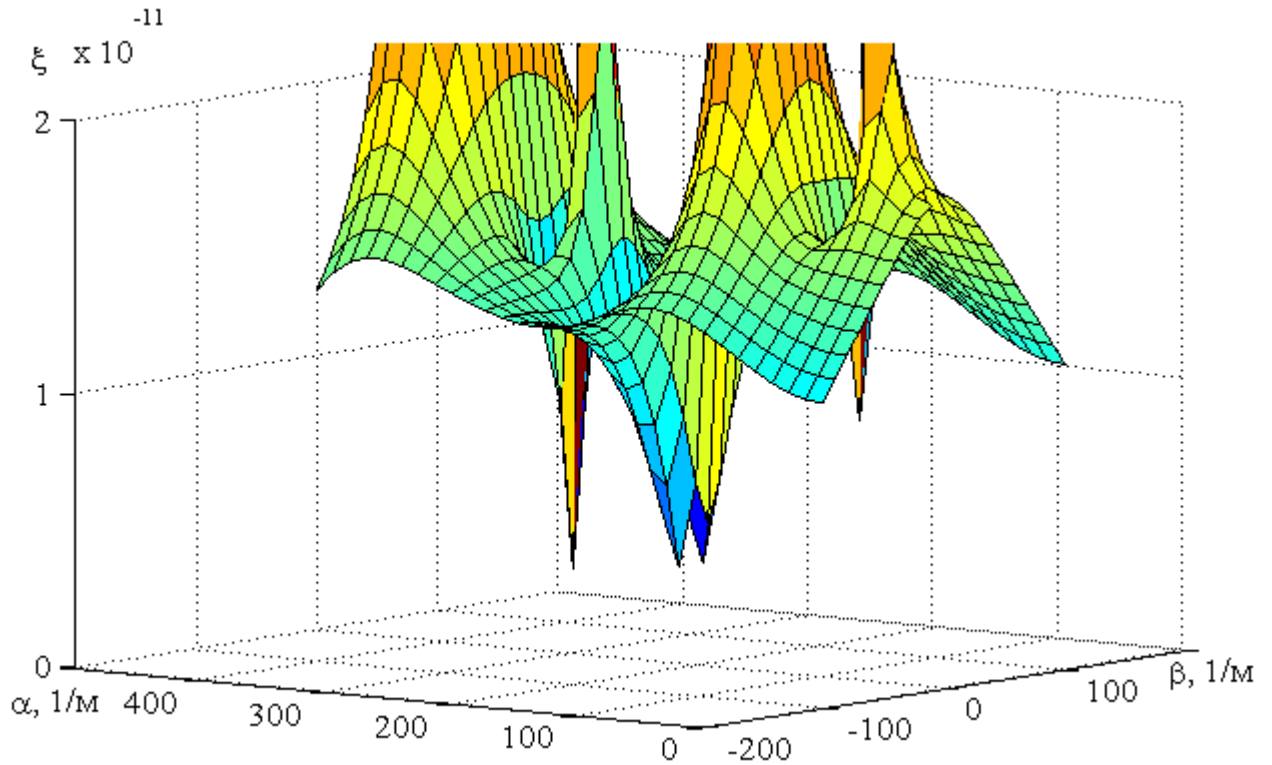


Рисунок 2.1 – Пример поверхности, описываемой дисперсионными уравнениями АВВ

С другой стороны, судя по характеристике закрытого волновода и результатам исследований антенн вытекающих волн в волноводном исполнении, приведенным например в [74], [78], можно сказать, что дисперсионная кривая – медленно меняющаяся гладкая функция. Поэтому положение каждой точки данной зависимости с достаточно высокой долей вероятности может быть предсказано на основании предыдущего значения функции. Таким образом, в рассматриваемом случае, когда интерес представляет не значение коэффициента замедления на отдельно взятой частоте, а общий вид дисперсионной характеристики, позволяющий записать закон изменения диаграммы направленности волноводной АВВ в целом, задача фактически сводится к достоверному определению одной единственной точки на всей частотной кривой и вероятностном определении остальных точек. Это означает, что в окрестности предполагаемого корня (математического ожидания) может быть организовано более плотное разбиение комплексного пространства волновых чисел с более редким подстраховочным разбиением за ее пределами. Сужение диапазона поиска корней путем уменьшения среднеквадратического отклонения при одновременной корректировке математического ожидания позволяет организовать процесс уточнения корней без изменения числа узлов сетки. Это способствует ускорению процесса расчета и многократному повышению точности вычислений за счет уменьшения вероятности ошибки локализации и возможного уменьшения объема обрабатываемых данных.

В качестве нулевого приближения предлагается взять точку в начале координат комплексной плоскости в окрестности критической частоты волновода, однородно заполненного неким материалом с эффективной диэлектрической проницаемостью, рассчитываемой как среднее арифметическое проницаемостей внутренних слоев с учетом их толщины.

Так как согласно результатам известных исследований (например, [74], [78]) дисперсионная кривая АВВ монотонно возрастает, то можно допустить, что вероятность положения каждой последующей точки относительно текущей имеет логнормальную плотность распределения. Недостатком такой модели, однако, является тот факт, что моменты случайной величины имеют сложную зависимость от параметров распределения [102], и потому данное распределение не позволяет регулировать математическое ожидание и дисперсию независимо друг от друга. Подбор параметров под требуемые значения моментов в данном случае является весьма сложной процедурой, предполагающей решение дополнительного трансцендентного уравнения на каждом шаге локализации и уточнения корней дисперсионного уравнения, что свело бы на нет описанные преимущества вероятностного поиска корней. Не следует, однако, забывать, что АВВ на основе многослойных волноводно-щелевых структур рассматриваются впервые, поэтому нельзя исключать возможность возникновения аномальной дисперсии в не исследованных ранее ситуациях сочетания параметров АВВ.

На основе вышеизложенного было решено остановиться на использовании Гауссовского распределения плотности вероятности положения следующей точки, потому что это единственное распределение, которое позволяет регулировать значения математического ожидания и среднеквадратического отклонения независимо друг от друга. Данная особенность позволит одинаково эффективно использовать его как при получении нулевого приближения, так и при уточнении его значений.

Известно, что плотность вероятности нормального распределения задается формулой:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-m_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (2.9)$$

где m_0 – математическое ожидание, σ – среднеквадратическое отклонение, σ^2 – дисперсия распределения. Равномерно распределенную величину можно преобразовать к нормальной в соответствии с функцией, обратной к (2.9). При этом нормировочный коэффициент $1/(\sigma\sqrt{2\pi})$ можно отбросить:

$$x = m \pm \sqrt{-2\sigma^2 \ln f(x)} \quad (2.10)$$

В этом случае сетка выглядит, как показано на рисунке 2.2а. Однако, по мнению автора, такой плотности разбиения недостаточно, за счет слишком большого размера клеток в средней части, что не позволит использовать указанную сетку при уточнении корней. Поэтому для унификации сетки волновых чисел было решено вместо равномерно распределенной величины $f(x)$ в (2.10) использовать величину, пропорциональную $1 - \ln f(x)$ (рисунок 2.2б). Дополнительно, центральная часть сетки была разбита равномерно с шагом, размер которого меньше минимальной клетки используемого псевдонормального распределения (рисунок 2.3).

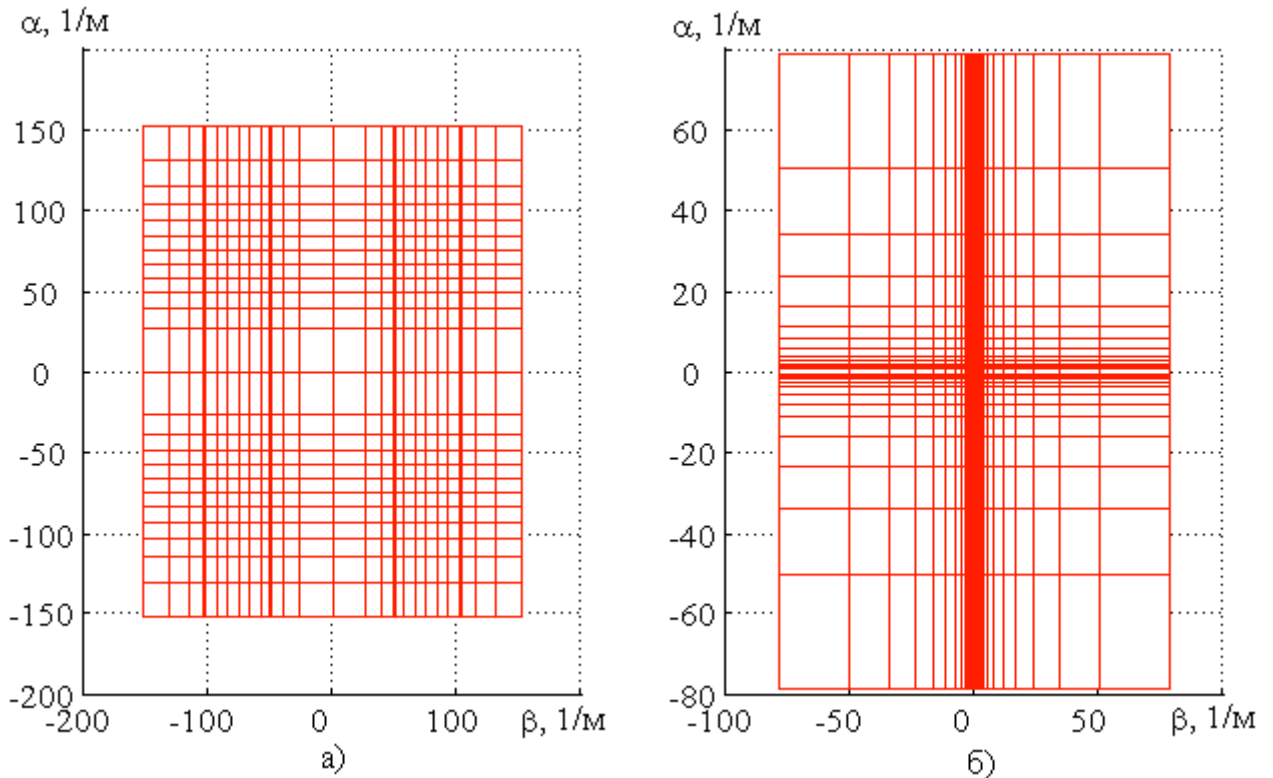


Рисунок 2.2 – Примеры разбиения сетки плоскости комплексных чисел на основе преобразования: а) равномерно распределенной величины; б) логарифмически распределенной величины

Так как максимальный шаг предложенной сетки на краю разбиения не превышает 15% от ее размеров, то при уточнении корня, среднеквадратическое отклонение может быть уменьшено в 10 раз для полного охвата окрестности корня.

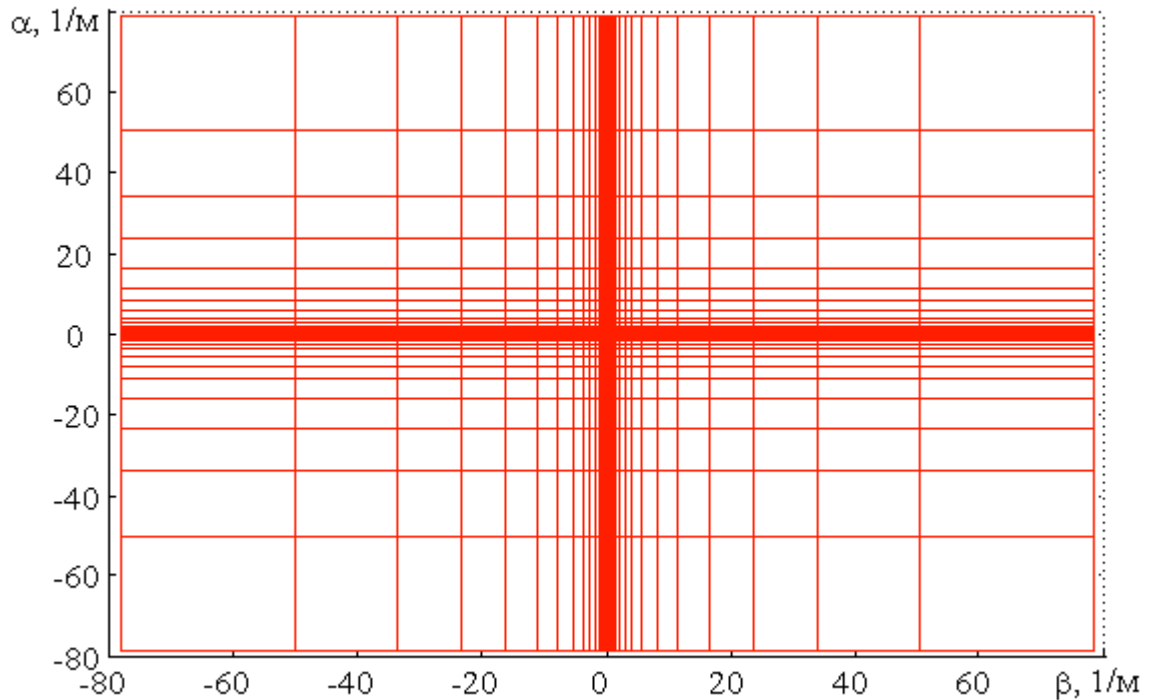


Рисунок 2.3 – Finalный вариант разбиения сетки комплексных волновых чисел

2.4. Коэффициент замедления однородных волноводно-щелевых структур

Для удобства дальнейших расчетов можно использовать такое понятие как коэффициент замедления. Коэффициент замедления – это фазовая постоянная, нормированная к постоянной распространения в свободном пространстве: $\xi = \beta / k_0$. Именно его значение определяет положение максимума диаграммы направленности линейных антенн [25].

Анализ разумнее всего начать с интуитивно понятных ситуаций, рассмотренных в известных работах, когда волноводно-щелевые антенны не содержат внутреннего заполнения и не имеют защитного укрытия, например, с анализа зависимости коэффициента замедления от размеров щелей и величины их смещения. Здесь и далее, если не указано иное, для получения численных результатов используются параметры стандартного волновода, типичного для учебной лаборатории кафедры высокочастотных средств радиосвязи и телевидения Института радиоэлектроники и информационных технологий–РТФ и предназначенного для работы в трехсантиметровом диапазоне длин волн, с размерами внутреннего сечения: $a = 23$ мм, $b = 10$ мм. Подразумевается, что рассматриваемые структуры являются регулярными.

Волновод с поперечными щелями. При анализе волновода с поперечными щелями параметры щелей, ширина и шаг, были приняты минимальными, исходя из технических возможностей оборудования, имеющегося в распоряжении экспериментально-производственного комбината УрФУ: $W = 0,5$ мм, $p = 2$ мм. Длина щелей L варьируется от 1 до

22 мм, их положение x_0 – от $L/2$ до $a-L/2$. Рассмотрены дисперсионные характеристики системы на частотах от 7 до 12 ГГц с шагом 1 ГГц (рисунки 2.4–2.6).

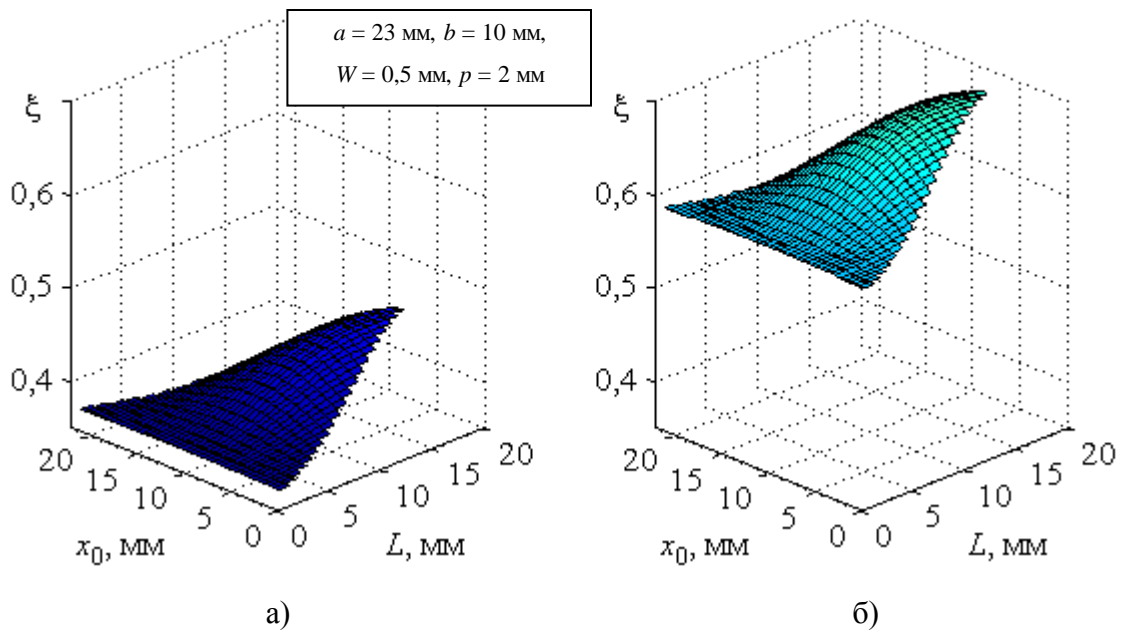


Рисунок 2.4 – Зависимость коэффициента замедления от длины и величины смещения поперечных щелей на частоте: а) 7 ГГц; б) 8 ГГц

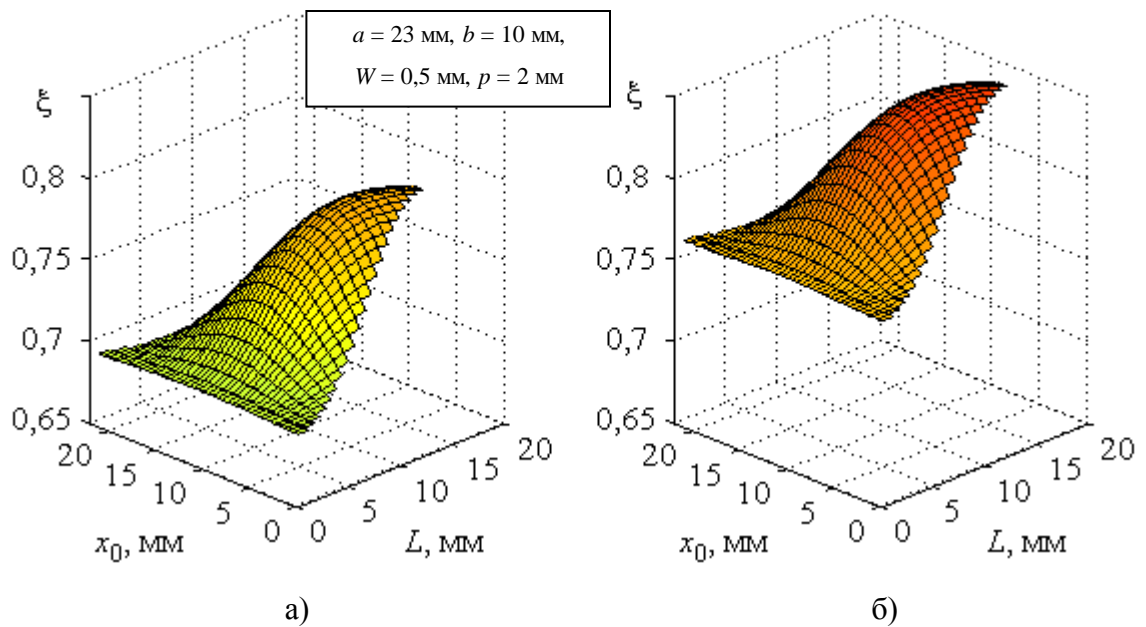


Рисунок 2.5 – Зависимость коэффициента замедления от длины и величины смещения поперечных щелей на частоте: а) 9 ГГц; б) 10 ГГц

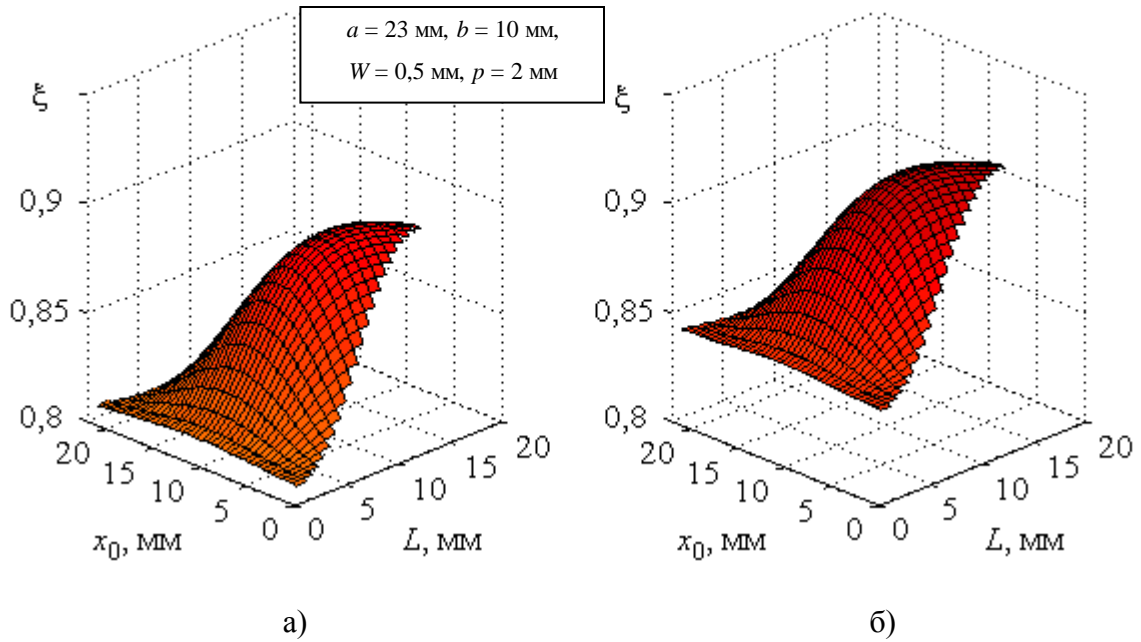


Рисунок 2.6 – Зависимость коэффициента замедления от длины и величины смещения поперечных щелей на частоте: а) 11 ГГц; б) 12 ГГц

На всех исследуемых частотах наибольшее замедление достигается при расположении щелей посередине широкой стенки, так как именно здесь находятся максимумы электрического поля основной волны прямоугольного волновода, что соответствует наиболее высокому уровню излучения во внешнее пространство и приводит к наибольшему замедлению фазовой скорости. Абсолютный максимум коэффициента замедления соответствует резонансной длине щели на каждой частоте. Щель при резонансе – активная нагрузка, в противном случае – комплексная. Увеличение реактивности щелей приводит к большей реактивности эквивалентного импеданса стенки, и, соответственно, увеличению фазовой скорости (снижению коэффициента замедления). С ростом частоты электрическая ширина волновода со щелями увеличивается, и фазовая скорость в нем падает (рисунок 2.7), при этом максимум зависимости коэффициента замедления смещается в область более коротких щелей (рисунок 2.6).

Также были получены численные результаты на основе исходных данных, представленных в известных работах других авторов. Например, сходство результатов с [9] можно оценить лишь качественно (рисунок 2.8), так как условия поставленного в [9] эксперимента описаны не полностью. В частности, не указаны длина щелевой поверхности и длины подводящих волнопроводов, что не позволяет на основе только лишь методики расчета постоянной распространения бесконечных структур получить коэффициент замедления для исследуемого образца.

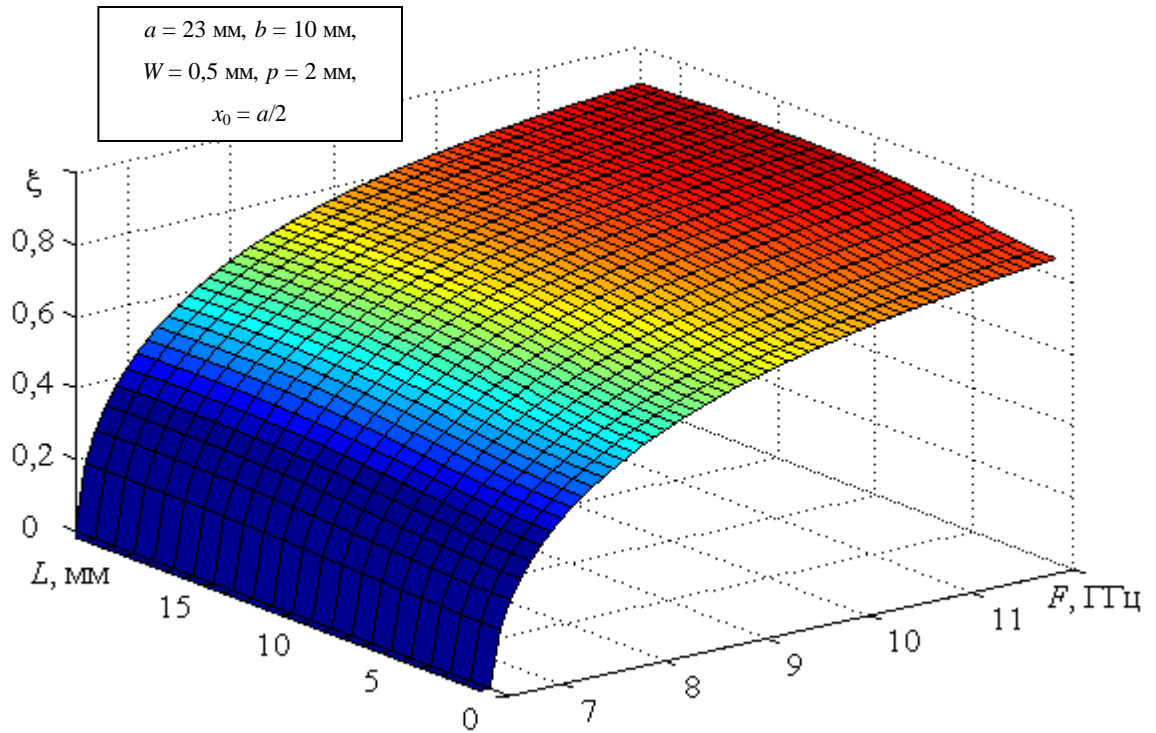
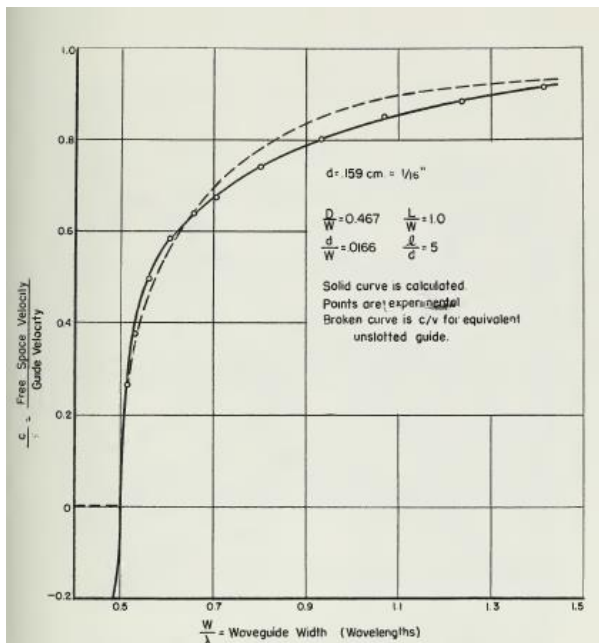
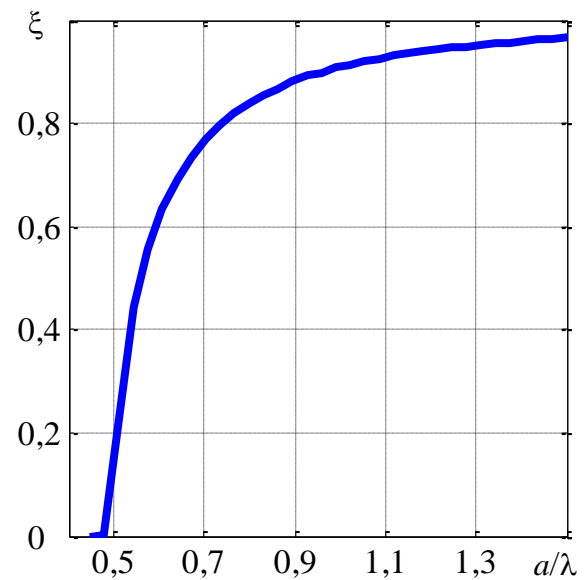


Рисунок 2.7 – Двумерная зависимость коэффициента замедления от частоты сигнала и длины поперечных щелей, расположенных посередине широкой стенки волновода



а)



б)

Рисунок 2.8 – Сравнение дисперсионных кривых: а) результаты [9], б) результаты численного решения для бесконечной структуры. Параметры антенны: $W = 0,159 \text{ см}, b/a = 0,467,$

$$W/a = 0,0166, L/a = 1, p/W = 5$$

Количественно результаты можно сравнить с [78]. Сравнимые дисперсионные кривые изображены красным цветом на рисунках 2.9а и 2.9б. Форма расчетной кривой получена путем усреднения двух зависимостей коэффициента замедления: для регулярной щелевой структуры (черная линия на рисунке 2.9б) и для закрытого волновода (фиолетовая линия на рисунке 2.9б) – с учетом суммарного набега фазы на каждом из участков моделируемого образца. Подробнее о методике пересчета коэффициента замедления для структур конечных размеров будет изложено в Главе 3.

Достоверность результатов [78] подтверждена результатами моделирования в среде электродинамического анализа ANSYS HFSS. Поэтому совпадение результатов в данном случае говорит о двойной верификации разработанной методики и избавляет от необходимости компьютерного анализа.

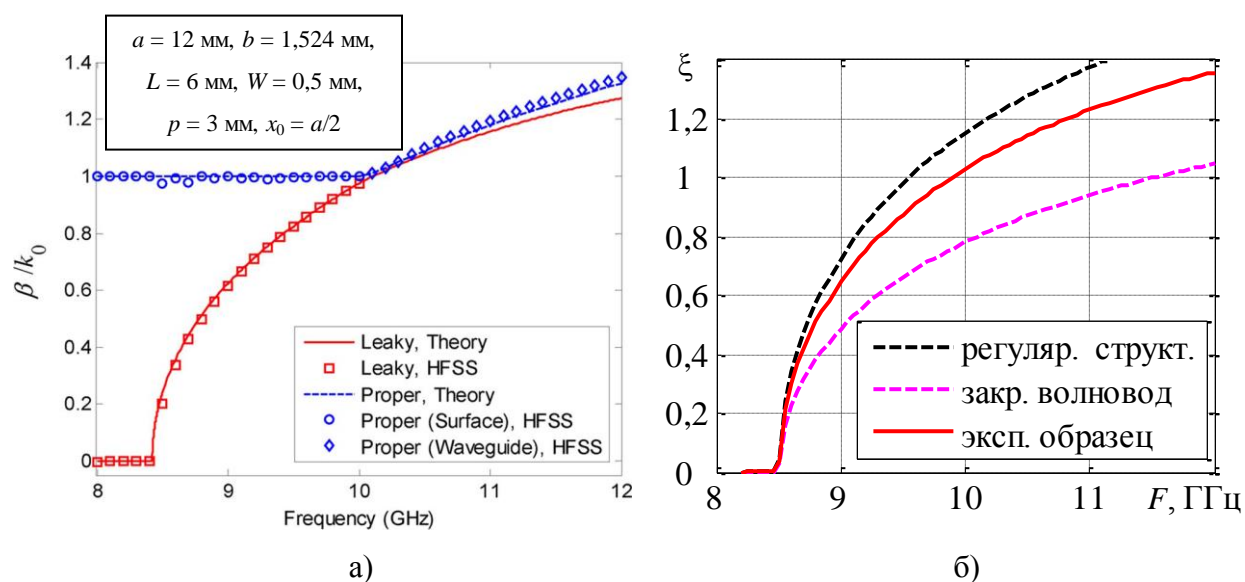


Рисунок 2.9 – Дисперсионные характеристики волновода с поперечными щелями, заполненного диэлектриком ($\epsilon_{wr} = 2,2$, $\mu_{wr} = 1$): а) результаты [78]; б) результаты расчетов

Волновод, интегрированный в подложку. В Главе 1 было отмечено, что согласно разработанной методике, также может быть получено значение продольной составляющей постоянной распространения для антенны вытекающих волн на основе волнопроводов, интегрированных в подложку (рисунок 1.7). Зависимости коэффициента замедления от длины L и положения x_0 поперечных щелей для случая однослойной подложки приведены на рисунках 2.10–2.12.

Для возможности верификации численных решений, параметры модели были выбраны такими же, как в [57]: эффективная ширина планарного волновода $a_{eff} = 9,9842$ мм, толщина подложки $h = 2$ мм, диаметр металлических цилиндров $t = 0,8$ мм, шаг цилиндров $s = 1,6$ мм,

диэлектрическая проницаемость подложки $\epsilon_{wr} = 2.25$, магнитная проницаемость $\mu_{wr} = 1$. Щели имеют длину $L = 4,55$ мм, ширину $W = 0,45$ мм и шаг $p = 2,5$ мм.

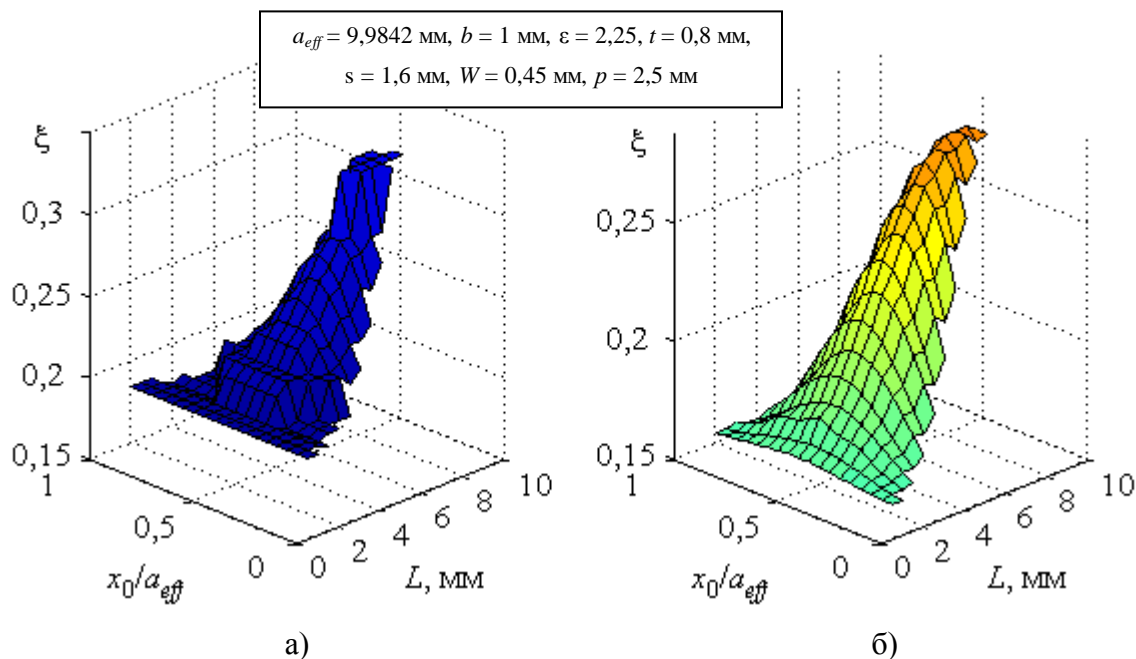


Рисунок 2.10 – Коэффициент замедления для антенны на основе волновода, интегрированного в подложку на частоте: а) 10 ГГц; б) 12 ГГц

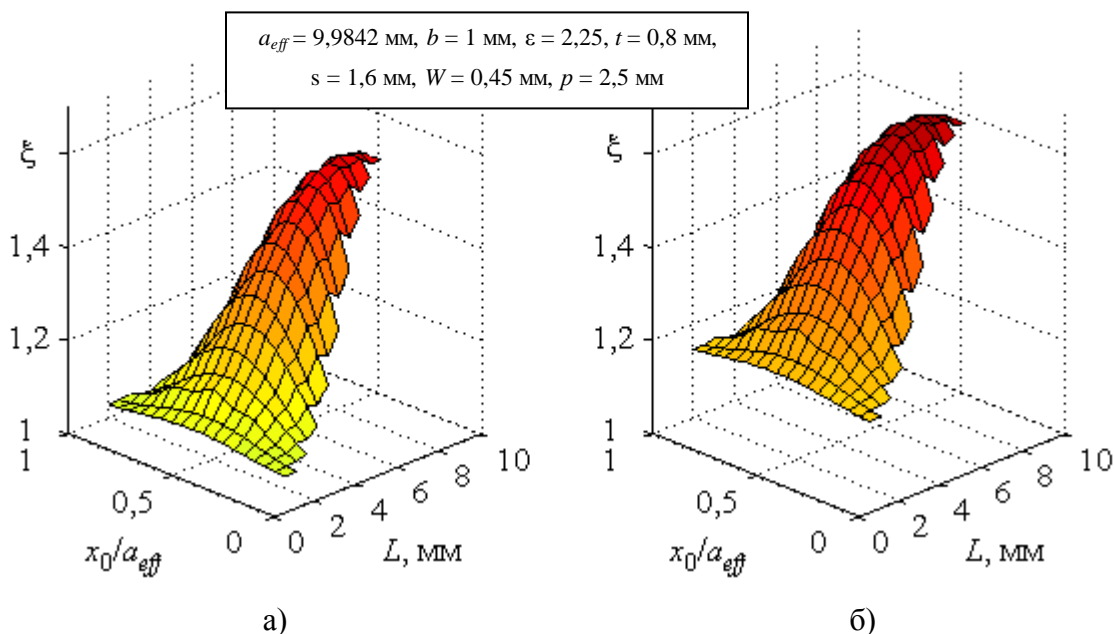


Рисунок 2.11 – Коэффициент замедления для антенны на основе волновода, интегрированного в подложку на частоте: а) 14 ГГц; б) 16 ГГц

Все характеристики имеют качественно схожие зависимости со случаем АВВ на основе цельнометаллического прямоугольного волновода с поперечными щелями. Вследствие симметрии поля основной волны H_{10} наибольший коэффициент замедления (и минимальная

фазовая скорость) достигается при расположении резонансных щелей посередине структуры. Сдвиг щелей в отрицательном и положительном направлениях относительно оси волновода приводит к одинаковому изменению (увеличению) фазовой скорости. Изменение частоты генератора позволяет варьировать значение коэффициента замедления в более широком диапазоне значений.

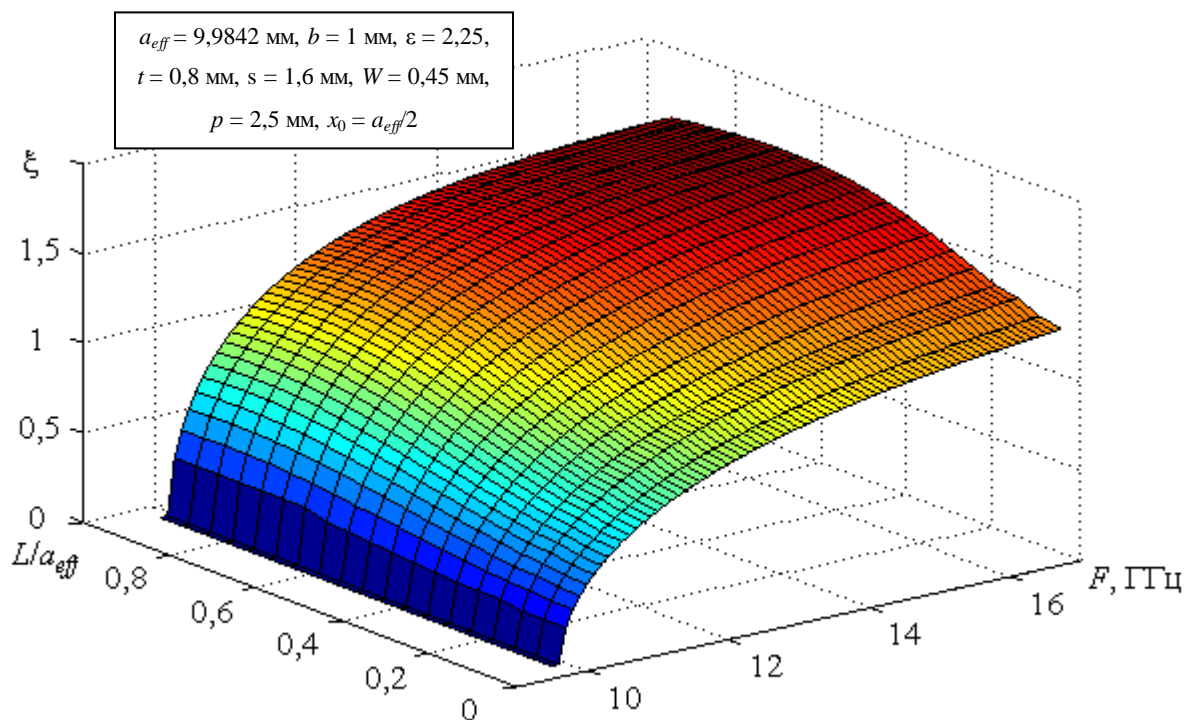


Рисунок 2.12 – Двумерная зависимость коэффициента замедления АВВ на основе волновода, интегрированного в подложку

Полученные численные результаты полностью сходятся с результатами [57], достоверность которых подтверждена моделированием в HFSS (рисунок 2.13). Расчетные результаты коэффициента замедления (красная линия на рисунке 2.13б) получены аналогичным образом, что и ранее для традиционного волновода. Черным цветом на рисунке 2.13б показана дисперсионная кривая для регулярной (бесконечной) структуры с линейными размерами, соответствующими параметрам модели; фиолетовым – для закрытого волновода.

Далее зависимости для одно- и многослойных волноводов, интегрированных в подложку, рассматриваться отдельно не будут, поскольку, как было показано, методика расчета ничем не отличается от методики для антенн на основе цельнометаллических прямоугольных волноводов.

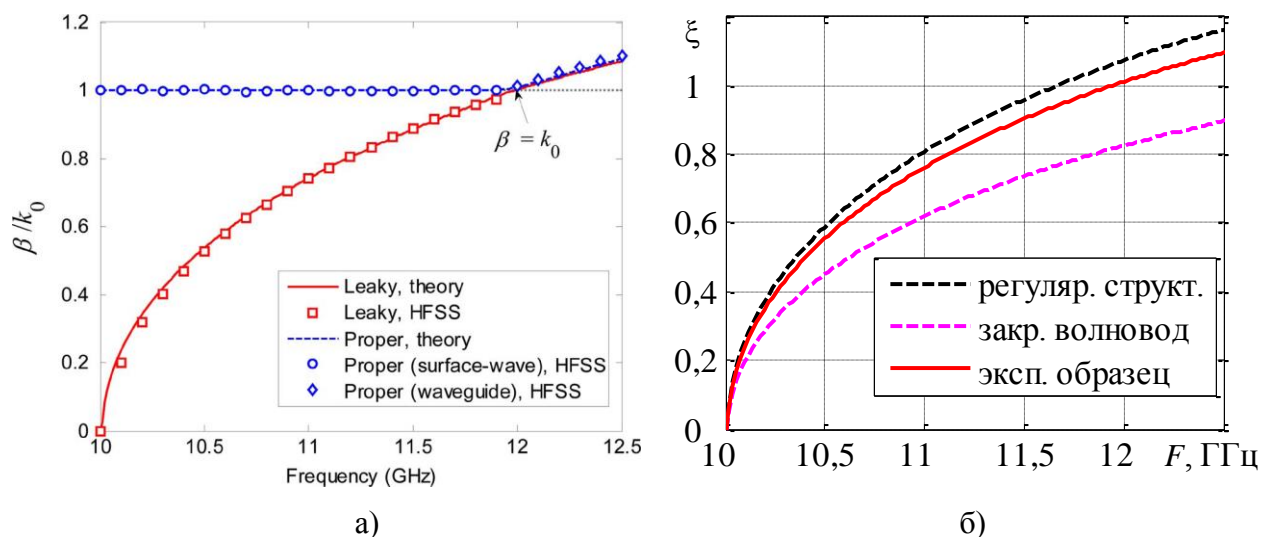


Рисунок 2.13 – Сравнение зависимостей коэффициента замедления АВВ на основе волновода, интегрированного в подложку ($a_{eff} = 9,9842$ мм, $b = 1$ мм, $\epsilon = 2,25$, $t = 0,8$ мм, $s = 1,6$ мм, $L = 4,55$ мм, $W = 0,45$ мм, $p = 2,5$ мм, $x_0 = a_{eff}/2$): а) результаты [57]; б) результаты расчетов

Волновод с продольной щелью. На рисунках 2.14–2.15 приведены зависимости коэффициента замедления ξ от величины смещения щели x_0 относительно края узкой стенки полого волновода. Ширина щели W варьируется от 1 до 10 мм и включает в себя случай желобкового волновода.

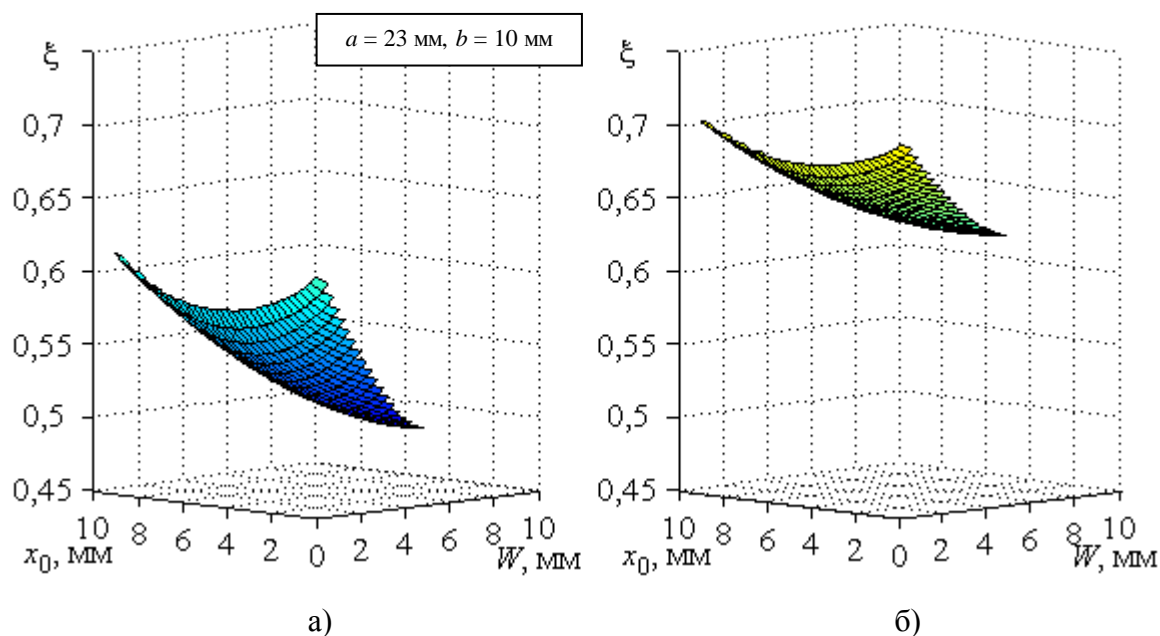


Рисунок 2.14 – Зависимость коэффициента замедления волновода от положения щели на частоте: а) 9 ГГц; б) 10 ГГц

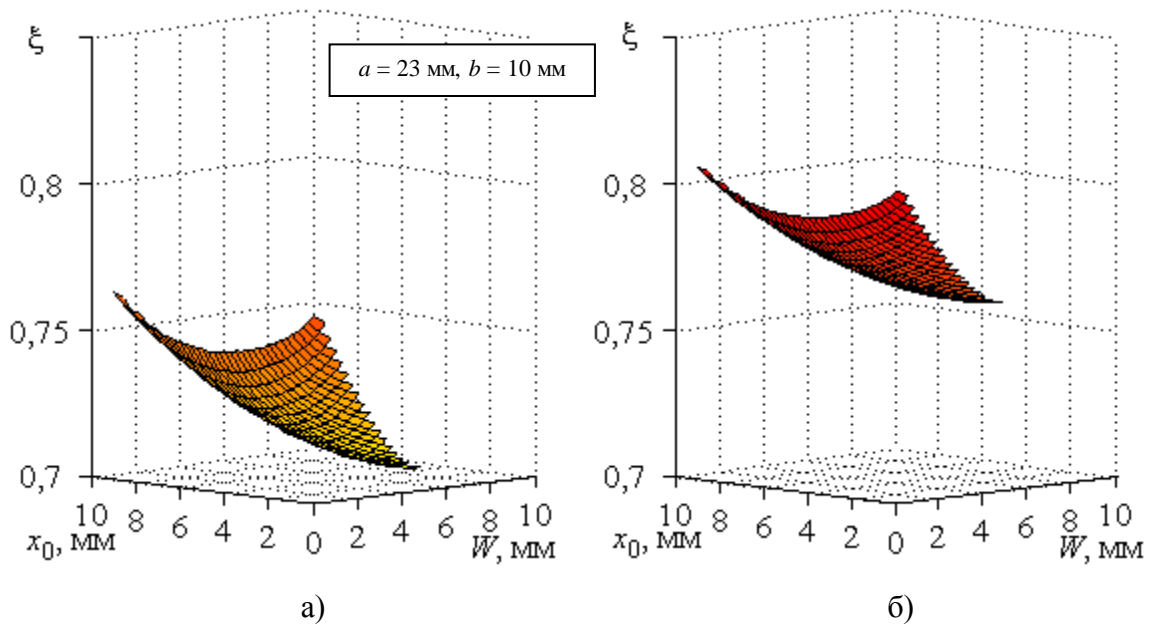


Рисунок 2.15 – Зависимость коэффициента замедления волновода от положения щели на частоте: а) 11 ГГц; б) 12 ГГц

Наличие продольной щели в узкой стенке прямоугольного волновода приводит к искажению картины электромагнитного поля внутри направляющей структуры по сравнению со случаем закрытого волновода. Продольная щель воспринимается бегущей волной в качестве препятствия, что приводит к уменьшению эффективной ширины волновода и, соответственно, к уменьшению критической длины волны и увеличению фазовой скорости по сравнению с закрытым волноводом.

С увеличением ширины щели происходит большее искажение первоначальной структуры поля за счет изменения граничных условий, и наблюдается дальнейшее уменьшение эффективной ширины волновода, достигающее своего предела при расположении щели непосредственно по центру узкой стенки. Благодаря этому объясняется изменение значения коэффициента замедления при поперечном смещении щели.

Данные зависимости справедливы и при изменении рабочей частоты, о чем дополнительно свидетельствуют данные рисунка 2.16. Как и в случае волновода без щелей, а также волновода с поперечными щелями в широкой стенке, с ростом частоты наблюдается снижение фазовой скорости распространения. Однако, в силу особенностей структуры поля основной волны при использовании полых волноводов одинакового сечения, независимо от размеров излучающих элементов, коэффициент замедления при наличии продольной щели в любом случае меньше по сравнению с АВВ на основе волновода с поперечными щелями на той же частоте. Полученные численные результаты хорошо согласуются с результатами

предыдущих исследований, например, с [24] в случае применения разработанной методики для получения характеристик желобкового волновода (рисунок 2.17).

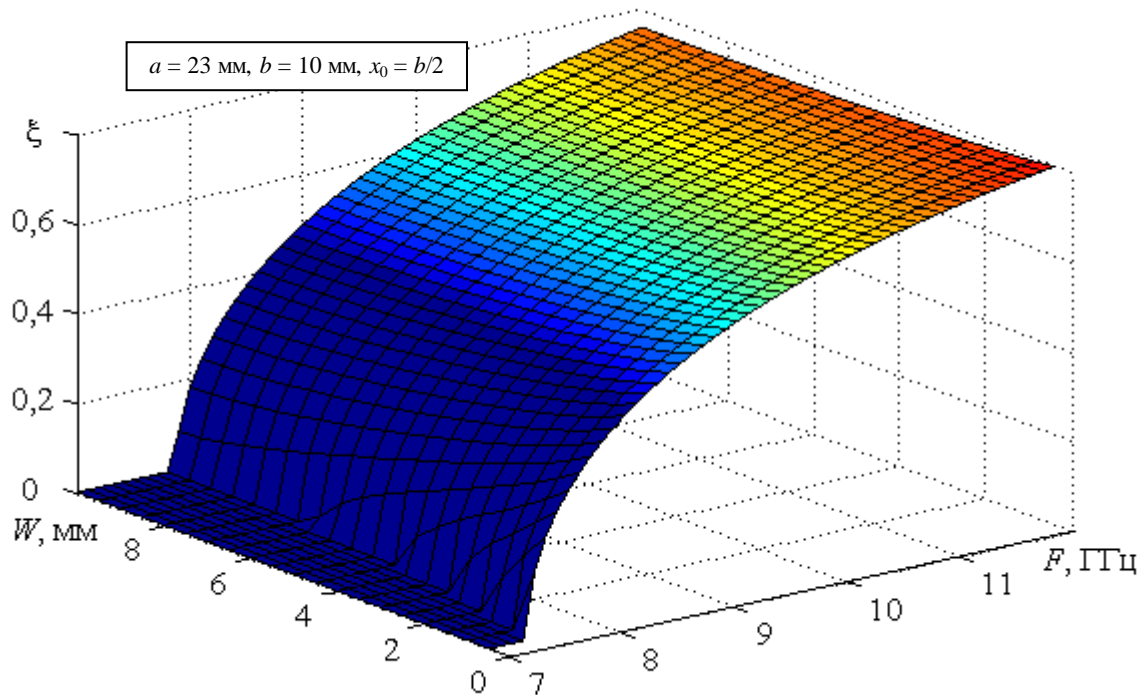


Рисунок 2.16 – Двумерная зависимость коэффициента замедления АВВ от частоты сигнала и ширины продольной щели

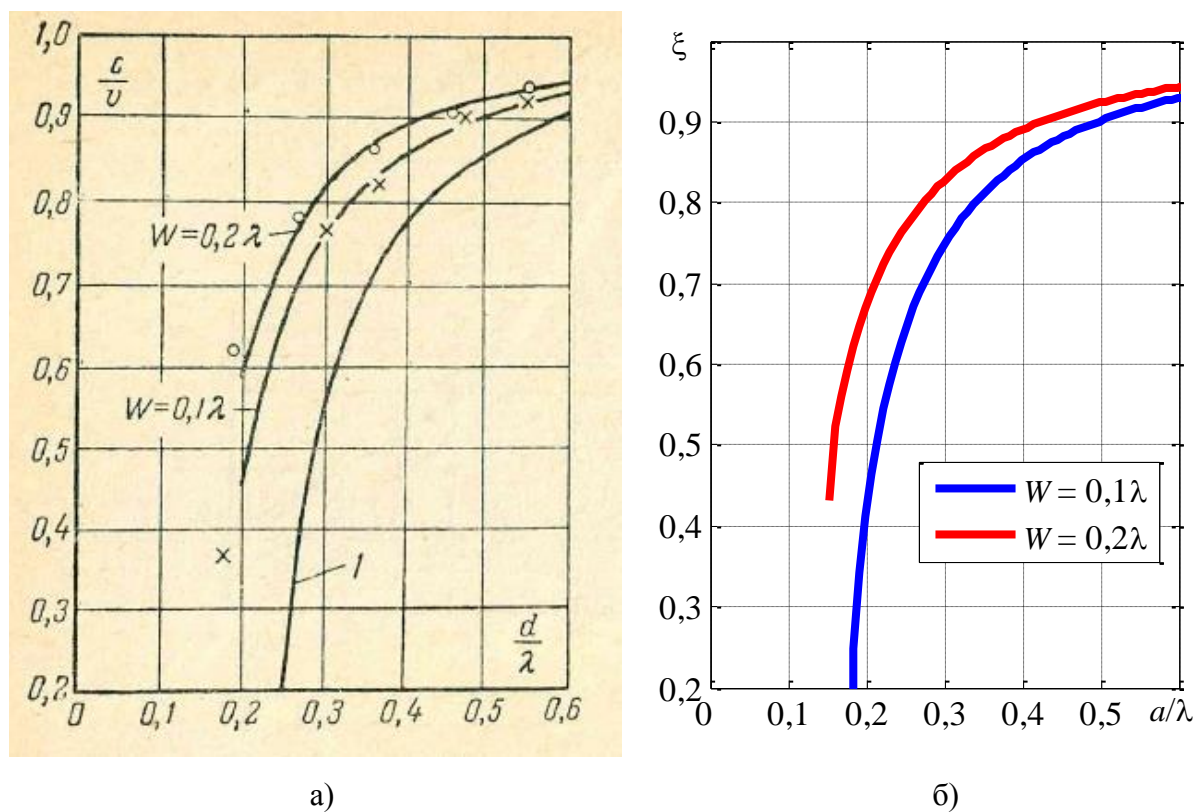


Рисунок 2.17 – Сравнение коэффициентов замедления желобкового волновода:
а) результаты [24]; б) результаты расчетов

2.5. Коэффициент замедления двухслойных волноводных структур

В предыдущих параграфах путем сравнения численных результатов решения дисперсионных уравнений с результатами, полученными другими авторами при помощи различных методов, была подтверждена корректность предложенной методики. Соответственно, она может быть применена для анализа антенн на основе плоскостойких волноводных структур. Последовательный анализ имеет смысл начать с более простого случая частичного заполнения волновода диэлектриком и разобраться, как наличие последнего влияет на характеристики антенны.

Волновод с поперечными щелями. Параметры щелей: $L = 8$ мм, $W = 0,5$ мм, $p = 2$ мм, $x_0 = a/2$. Толщина диэлектрика внутри волновода варьируется от 0 до b . (то есть происходит постепенный переход от полого волновода к волноводу, заполненному диэлектриком). Диэлектрик поочередно располагается у стенки, противоположной от щелей, и в непосредственной близости со щелями. Относительная диэлектрическая проницаемость – $\epsilon_{wr} = 2$, относительная магнитная проницаемость – $\mu_{wr} = 1$. Зависимости коэффициента замедления от толщины слоя диэлектрика приведены на рисунке 2.18. Толщина диэлектрика, независимо от его положения обозначена как d_d . Ситуации расположения диэлектриков у противоположных стенок не эквивалентны друг другу.

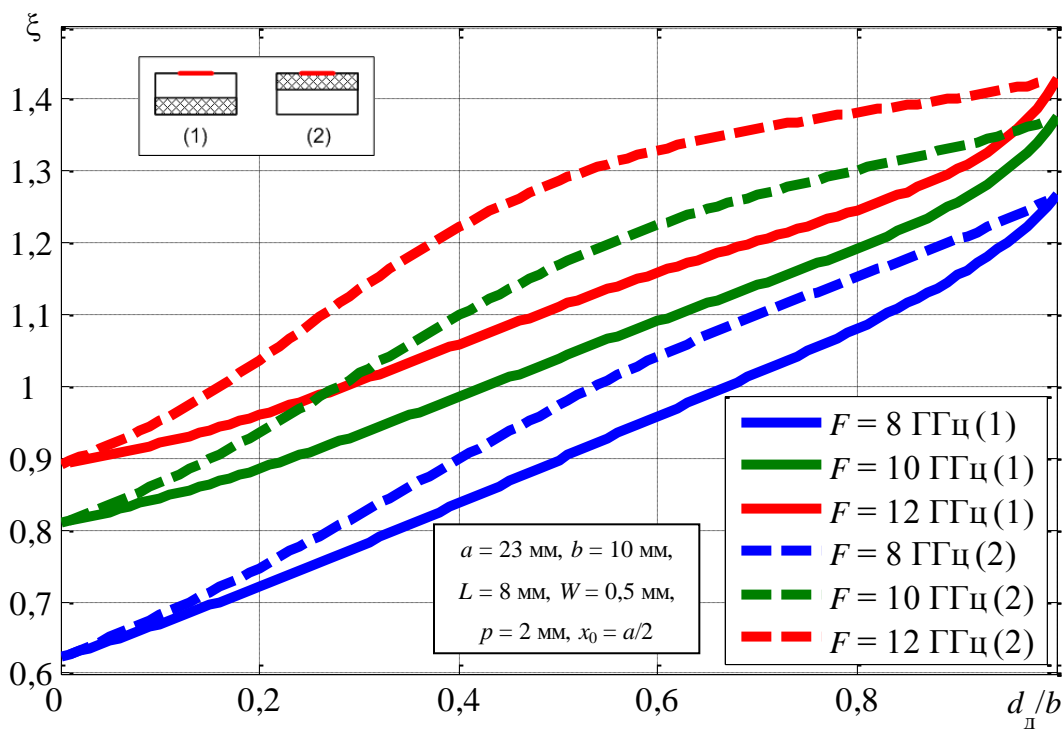


Рисунок 2.18 – Зависимость коэффициента замедления волновода с поперечными щелями от степени заполнения диэлектриком ($\epsilon_{wr} = 2$)

Большее замедление достигается, когда диэлектрик находится непосредственно у щелей, за счет того, что в данном случае возбуждающие поверхностные токи подвержены большему влиянию диэлектрика по сравнению с его расположением у противоположной стенки. Поэтому вид характеристики имеет форму петли, наклон которой выше при более низких частотах за счет близости к критической частоте и высокой крутизне дисперсионных характеристик в этой области. По этой же причине с ростом частоты уменьшается шаг следования петель. При этом их площадь увеличивается за счет изменения кривизны верхней линии, описывающей зависимость коэффициента замедления от толщины диэлектрика, расположенного у щелей, что является результатом увеличения плотности возбуждающих токов.

Волновод с продольной щелью. На рисунке 2.19 приведены графики зависимости коэффициента замедления волновода с продольной щелью от степени заполнения волновода диэлектриком. Параметры заполняющего слоя выбраны следующим образом: относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{wr} = 2$; относительная магнитная проницаемость $\mu_{wr} = 1$. Щель расположена строго на середине узкой стенки. Ширина щели $W = 1$ мм. Так же, как и в случае волновода с поперечными щелями, зависимость имеет форму петли, однако ее характер отличается.

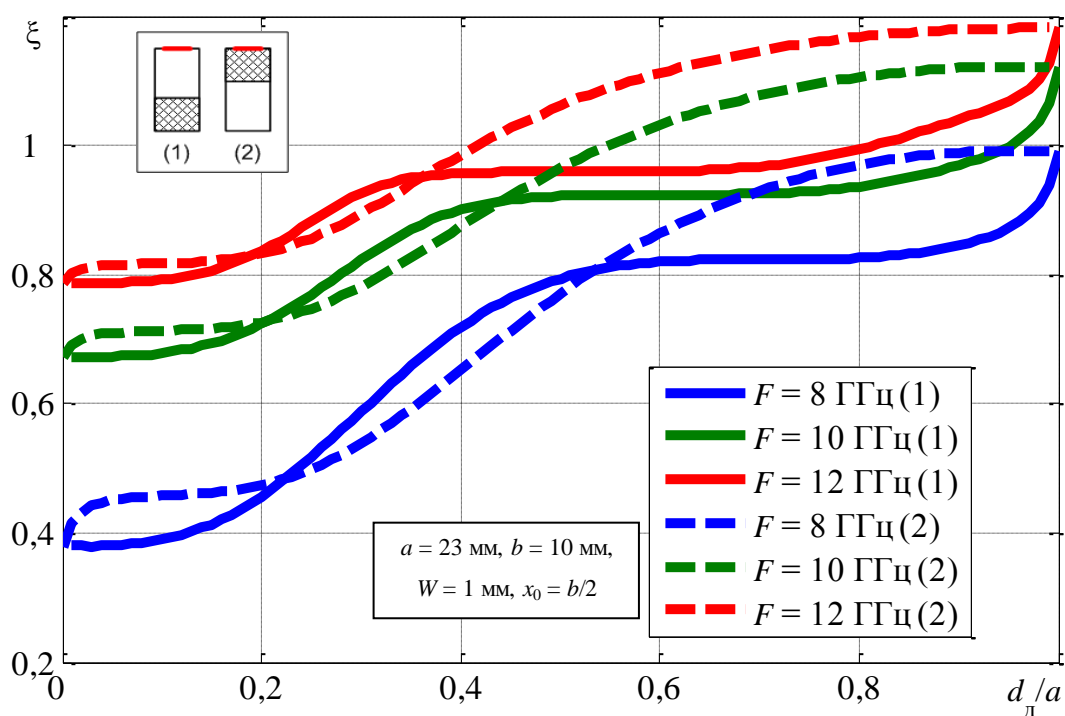


Рисунок 2.19 – Зависимость коэффициента замедления волновода с продольной щелью от степени заполнения диэлектриком ($\epsilon_{wr} = 2$)

Так как в связи с особенностями структуры поля, плотность потока мощности основной волны максимальна в середине поперечного сечения прямоугольного волновода, то расположение диэлектрической пластины вдоль узкой стенки до некоторых пор не оказывает существенного влияния на характеристики системы за счет отсутствия взаимодействия между диэлектриком и силовыми линиями электрического поля. Однако поведение кривых, описывающих зависимости коэффициента замедления при расположении диэлектрика у противоположных стенок, различно вследствие изменения эффективной ширины волновода из-за несимметричности самой структуры. Препятствие в виде щели выталкивает поле из диэлектрика, находящегося рядом с ней, минимизируя их взаимодействие.

Зависимость коэффициента замедления от степени заполнения волновода диэлектриком, несмотря на свою особую форму, есть функция монотонная. Таким образом, с увеличением толщины диэлектрического слоя внутри волновода фазовая скорость в структуре уменьшается. С ростом частоты эти тенденции наблюдаются более отчетливо.

2.6. Коэффициент замедления трехслойных волноводно-щелевых структур

Ранее было показано, что структура обладает меньшим значением фазовой скорости при размещении диэлектрика непосредственно у щелей по сравнению с положением у противоположной стенки. Однако, до сих пор оставалась неясной траектория перехода значения коэффициента замедления из одного крайнего пристеночного положения в другое при установке диэлектрика в промежуточных положениях. Для этой цели может быть использована модель трехслойного волновода. При этом, процесс поиска постоянной распространения остается неизменным. Основное отличие заключается в увеличении числа итераций, необходимых для расчета входных проводимостей, соответствующего числу слоев заполняющей волновод сэндвич-структуры.

На рисунке 2.20 показаны зависимости коэффициента замедления для антенны вытекающих волн на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями, частично заполненного фторопластом ($\epsilon_{wr} = 2$). Параметры щелей выбраны, как и прежде: $L = 8$ мм, $W = 0,5$ мм, $p = 2$ мм, $x_0 = a/2$. Действительно, чем ближе диэлектрик расположен к щелям, тем ниже значение фазовой скорости. При этом видно, что указанные зависимости – нелинейные: чем больше толщина диэлектрического слоя, тем отчетливее искажение характеристики, увеличивающееся с ростом рабочей частоты.

Также было замечено, что в поперечном сечении волновода существуют точки, при помещении диэлектрической пластины в которые происходит незначительное увеличение фазовой скорости распространения по сравнению с ситуацией пристеночного расположения. С увеличением толщины диэлектрика эти точки смещаются к стенке, противоположной от щелей.

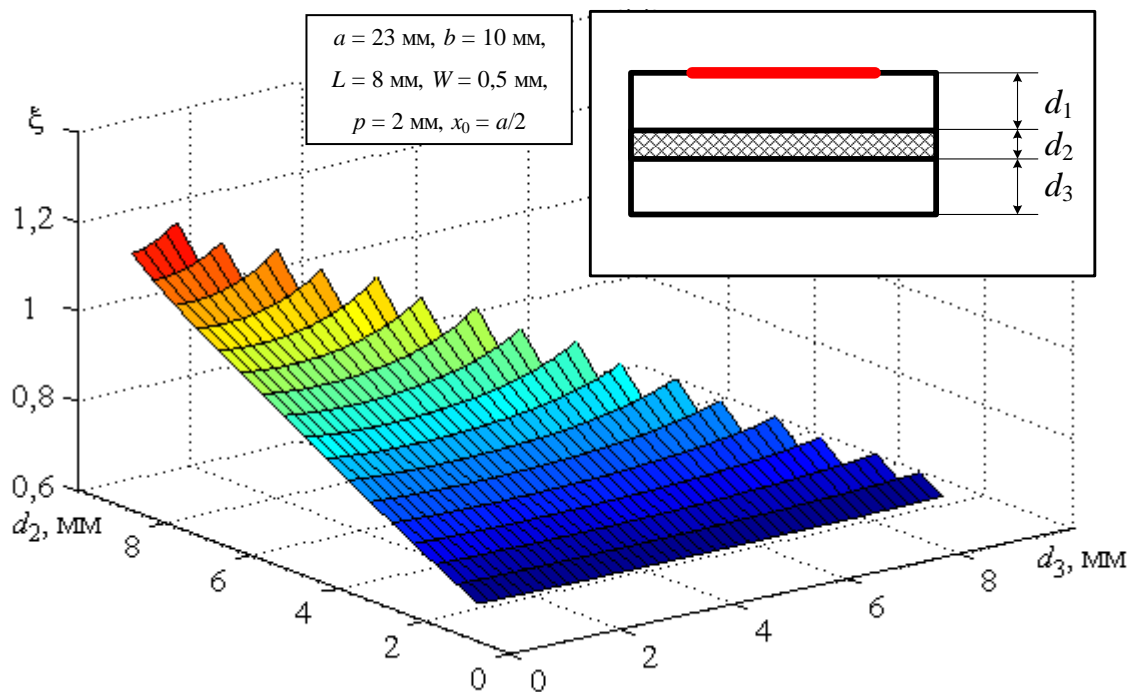


Рисунок 2.20 – Двумерная зависимость коэффициента замедления от толщины и положения фторопластовой пластины в волноводе с поперечными щелями на частоте 8 ГГц

На рисунке 2.21 представлена зависимость коэффициента замедления от толщины и положения диэлектрика в волноводе с продольной щелью в середине узкой стенки ($x_0 = b/2$) на частоте 8 ГГц. Диэлектрическая проницаемость диэлектрика $\epsilon_{wr} = 2$, ширина щели $W = 1 \text{ мм}$.

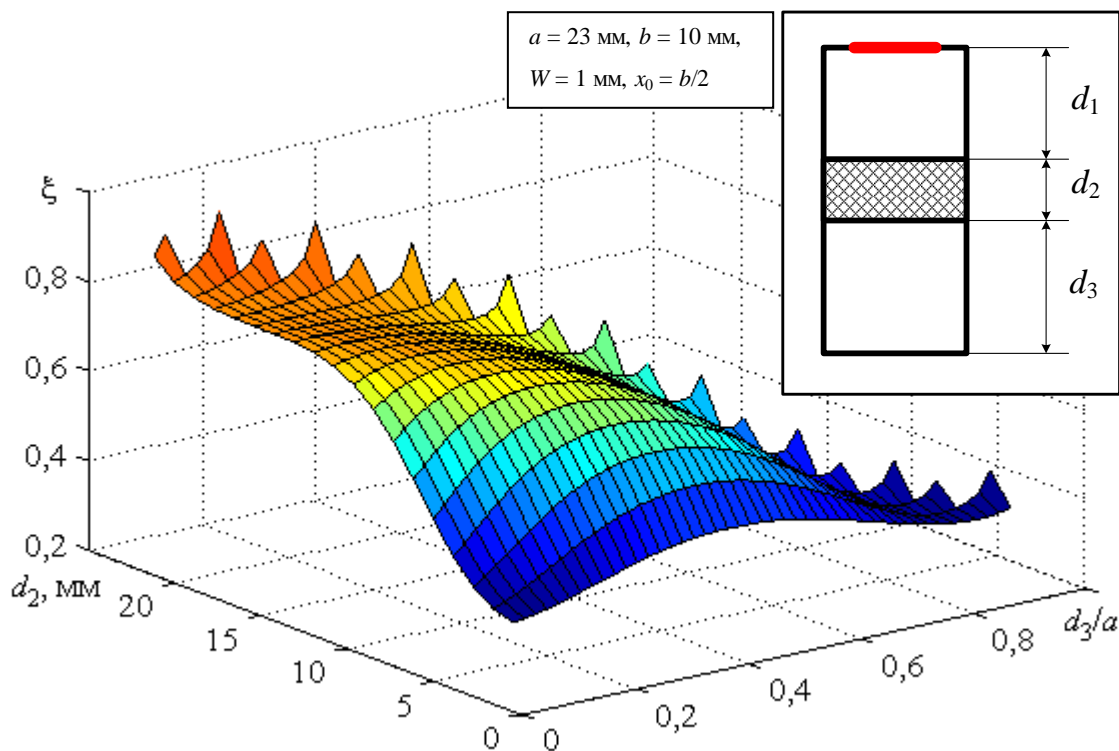


Рисунок 2.21 – Двумерная зависимость коэффициента замедления от толщины и положения фторопластовой пластины в волноводе с продольной щелью на частоте 8 ГГц

Очевидно, что при помещении диэлектрика в середину волновода (параллельно линиям электрического поля) волна испытывает наиболее сильное замедление, что обычно используется в поляризаторах на основе квадратных волноводов [103]. Однако за счет наличия продольной щели и уменьшения эффективной ширины волновода, точка наибольшего замедления смещается к противоположной стенке. При этом небольшое замедление фазовой скорости наблюдается также при непосредственном прилегании диэлектрической пластины к стенке со щелью. В этом случае диэлектрик втягивает в себя электромагнитное поле и становится препятствием для выхода энергии во внешнее пространство, приближая форму дисперсионной характеристики волновода со щелью к форме дисперсионной характеристики волновода без щели. Наличие острых углов на графике рисунка 2.21 при максимальной толщине воздушного зазора между сплошной стенкой и диэлектриком объясняется недостаточной дискретизацией по толщине последнего.

2.7. Коэффициент замедления многослойных волноводно-щелевых структур

Использование большего числа слоев позволяет установить законы изменения толщины и проницаемостей диэлектриков от одного слоя к другому при решении задач разного рода. Например, может быть получен линейный закон углочастотной зависимости ориентации максимума излучения, что важно при применении рассматриваемых антенн в системах бортовой радиолокации. Настоящий параграф посвящен исследованию и определению влияния различных законов изменения толщины и диэлектрической проницаемости между соседними слоями сэндвич структуры, заполняющей волновод, на характеристики антенны. На приведенных ниже графиках большему значению диэлектрической проницаемости соответствует более темная штриховка (изменяется от 1 до 5). При описании изменений толщины и проницаемостей отсчет ведется относительно плоскости расположения излучающих элементов.

Волновод с продольной щелью. Численные результаты для антенн на основе многослойного волновода с продольной щелью приведены на рисунках 2.22–2.24. Все полученные результаты подтверждают результаты предыдущих наблюдений: чем выше значение средней диэлектрической проницаемости внутри волновода, тем больше значение коэффициента замедления. При этом, чем больше диэлектрическая проницаемость слоя, расположенного непосредственно рядом со щелью, тем меньше значение критической частоты и тем больше крутизна дисперсионной характеристики вблизи нее.

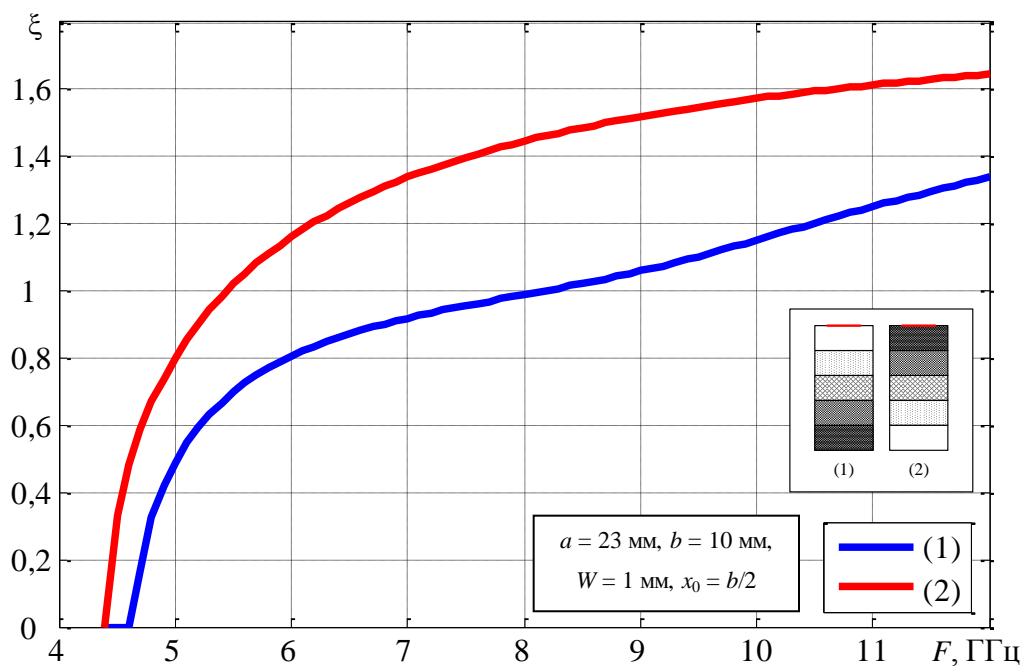


Рисунок 2.22 – Зависимости коэффициента замедления многослойного волновода с продольной щелью при равной толщине диэлектрических слоев

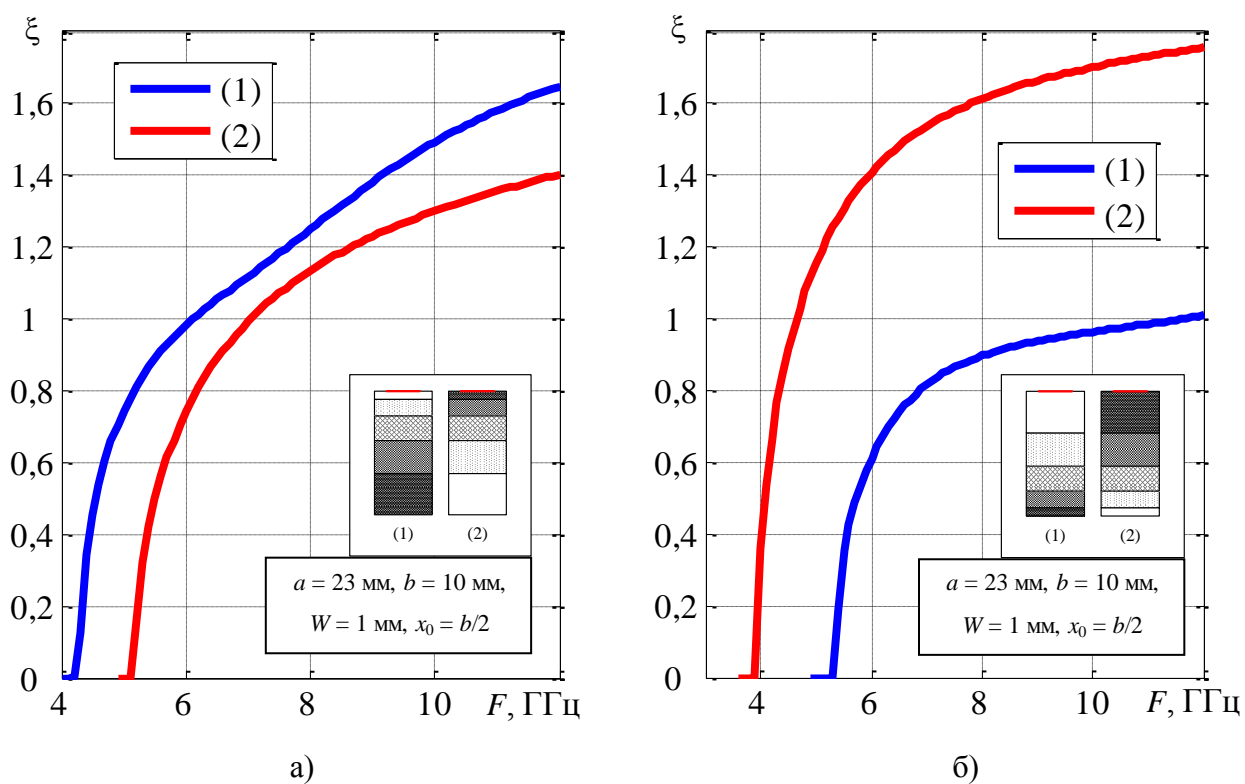


Рисунок 2.23 – Зависимости коэффициента замедления многослойного волновода с продольной щелью при линейном: а) увеличении и б) уменьшении толщины диэлектриков

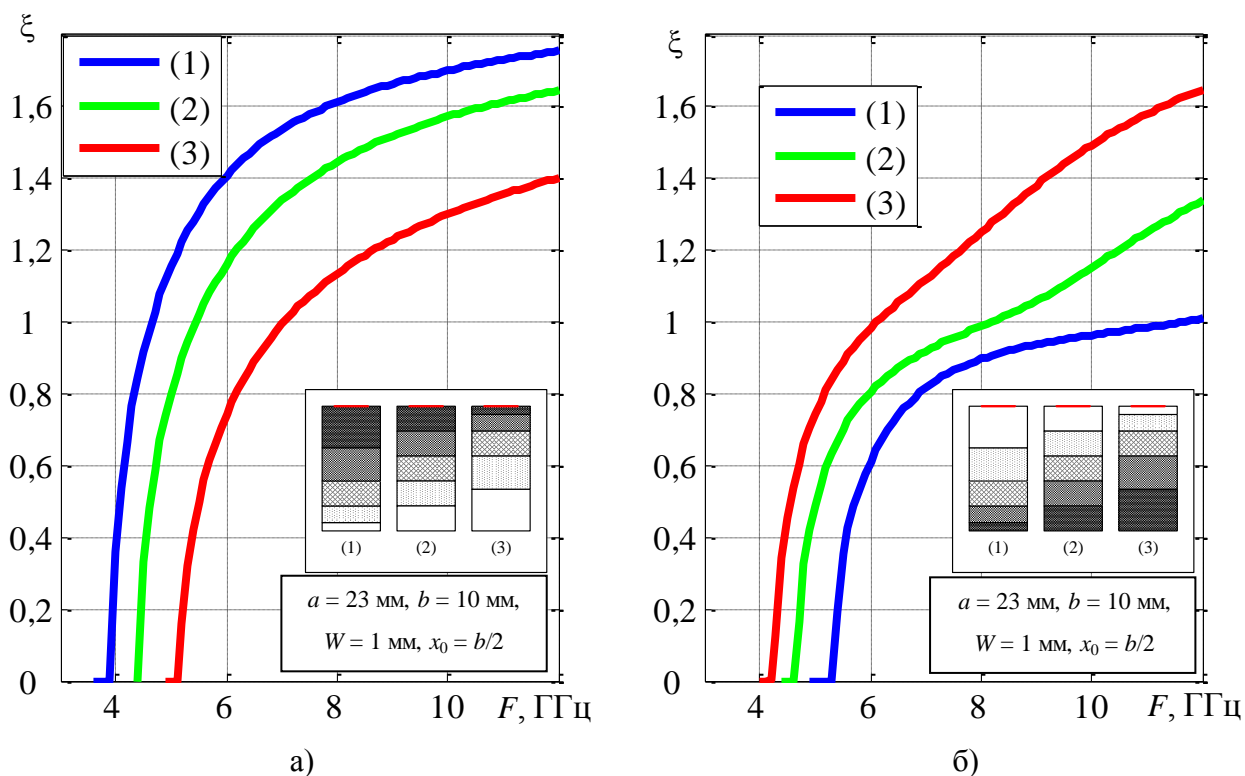


Рисунок 2.24 – Зависимости коэффициента замедления многослойного волновода с продольной щелью при линейном: а) уменьшении и б) увеличении диэлектрической проницаемости слоев

Волновод с поперечными щелями. На рисунке 2.25 показаны зависимости коэффициента замедления для волновода с поперечными щелями, толщина слоев которого одинакова, а диэлектрическая проницаемость изменяется линейно от одной стенки к другой. На рисунке 2.26 изображены аналогичные ситуации с изменяющейся толщиной слоев.

Полученные кривые имеют схожий между собой внешний вид: если диэлектрик с большей проницаемостью расположен ближе к щелям, система имеет более низкую критическую частоту, и наиболее высокое максимальное значение. При одинаковом значении среднего арифметического диэлектрических проницаемостей внутри волновода, критическая частота системы одинакова.

Следует заметить, что благодаря описанной физике процессов, при использовании волноводов с поперечными щелями коэффициент замедления в целом принимает большие значения по сравнению с антенной на основе волновода с продольной щелью, и потому обладает меньшим частотным диапазоном сканирования.

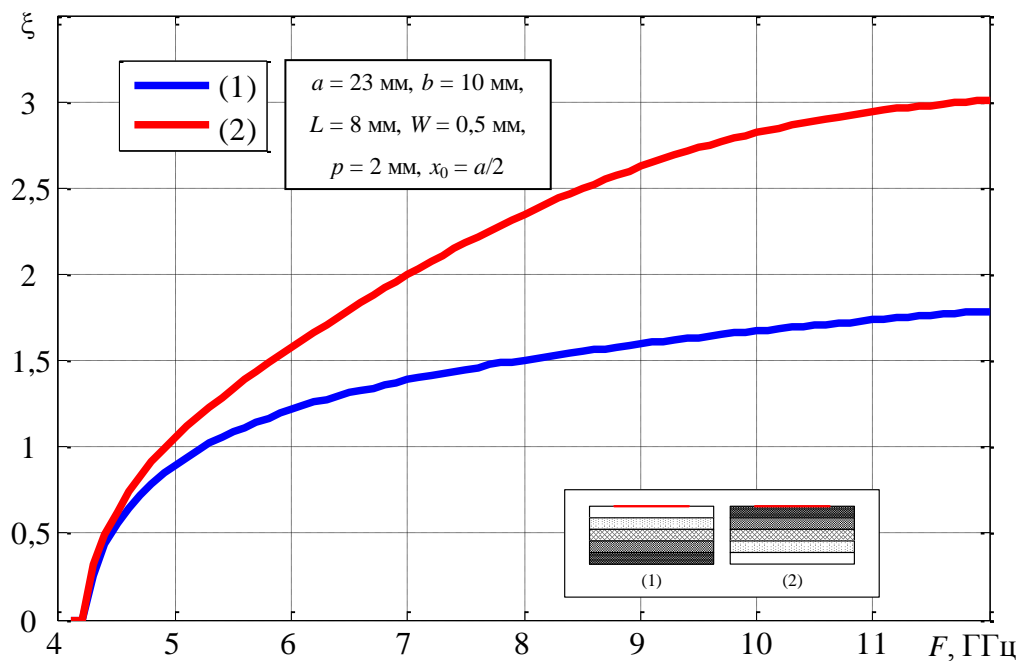


Рисунок 2.25 – Дисперсионные зависимости многослойного волновода с поперечными щелями при линейном изменении проницаемости и постоянной толщине слоев

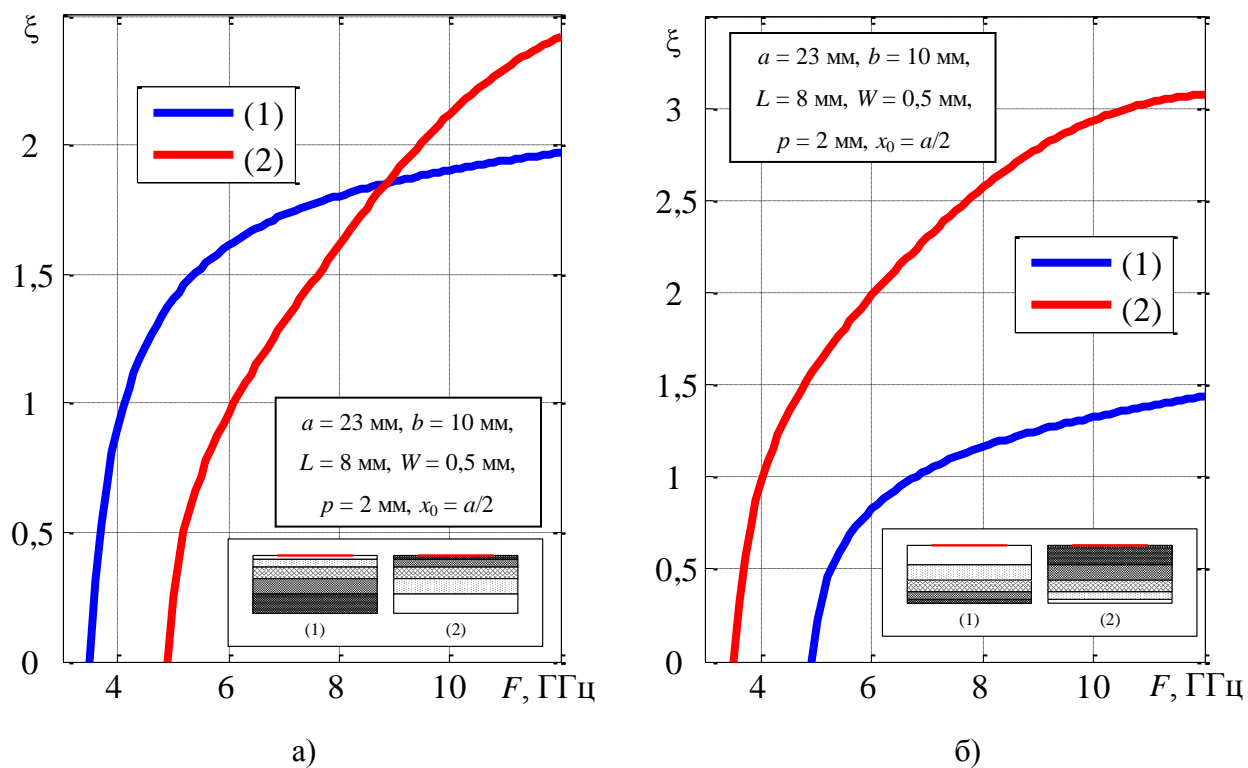


Рисунок 2.26 – Дисперсионные зависимости многослойного волновода с поперечными щелями при линейном: а) увеличении и б) уменьшении толщины слоев

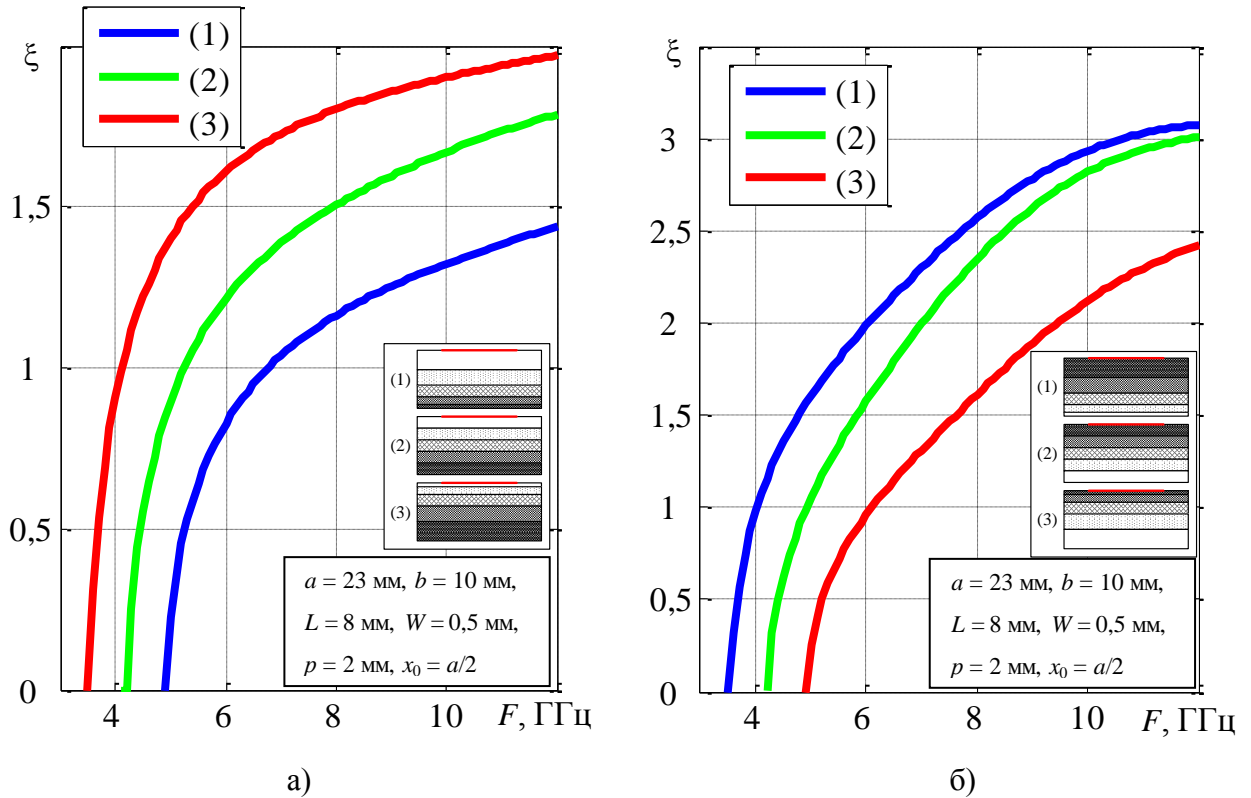


Рисунок 2.27 – Дисперсионные зависимости многослойного волновода с поперечными щелями при линейном: а) увеличении и б) уменьшении диэлектрической проницаемости слоев

2.8. Влияние защитного диэлектрического слоя на коэффициент замедления антенны вытекающих волн

При наличии диэлектрического укрытия в конструкции антенны вытекающих волн на основе волноводных структур число возникающих поверхностных волн может варьироваться в зависимости от электрического размера защитных слоев и определяется числом полюсов дисперсионных уравнений (1.62) и (1.76). Их наличие, как правило, не позволяет использовать методы численного интегрирования, так как дает большую погрешность вычислений. Ошибка в расчете интегралов приводит к ложному определению корней. Поэтому на предварительном этапе требуется проведение некоторых модификаций.

В случае однослойного укрытия полюсы являются корнями трансцендентных уравнений:

$$\begin{aligned} Y_1^H \operatorname{ctg} \gamma_1 h + jY_2^H &= 0, \\ Y_1^E \operatorname{ctg} \gamma_1 h + jY_2^E &= 0. \end{aligned} \quad (2.11)$$

После подстановки $Y_{1,2}^H = \frac{\gamma_{1,2}}{\omega \mu_{a1,2}}$ и $Y_{1,2}^E = \frac{\omega \epsilon_{a1,2}}{\gamma_{1,2}}$, где $\mu_{a2} = \mu_0$, $\epsilon_{a2} = \epsilon_0$, (2.11) приобретает вид:

$$\operatorname{tg} \gamma_1 h = j \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{1}{\mu_1};$$

$$\operatorname{tg} \gamma_1 h = j \varepsilon_1 \frac{\gamma_2}{\gamma_1}.$$

Предполагается, что переменные γ_i , аналогично k_x , являются действительными величинами, так как затухание поля вдоль оси z не связано с распространением волн в этом направлении. Поэтому

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \sqrt{1 + \frac{k_0^2 - k_1^2}{\gamma_1^2}}; \quad \frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{\gamma_1}{\sqrt{\gamma_1^2 + k_0^2 - k_1^2}}.$$

Тогда соотношение

$$\operatorname{tg} \gamma_1 h = \frac{1}{\mu_1} \frac{\gamma_1}{\sqrt{k_1^2 - k_0^2 - \gamma_1^2}}; \quad (2.12)$$

$$\operatorname{tg} \gamma_1 h = \varepsilon_1 \sqrt{\frac{k_1^2 - k_0^2}{\gamma_1^2} - 1}. \quad (2.13)$$

Очевидно, что решение уравнений (2.12) и (2.13) существует лишь тогда, когда $\gamma_1^2 \leq k_1^2 - k_0^2$. Количество корней при этом зависит от толщины укрытия и значений его электрической и магнитной проницаемостей. В случае тонких укрытий (по сравнению с длиной волны, когда $h \ll \lambda$), может быть применен первый замечательный предел, и дисперсионные уравнения существенно упрощаются. Например, левая часть дисперсионного уравнения для волновода с поперечными щелями модифицируется следующим образом:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_{yn}^2} \left[k_x^2 \bar{Y}_{ext}^H(0) + k_{yn}^2 \bar{Y}_{ext}^E(0) \right] \left[\frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \right]^2 dk_x = \\ & = \frac{1}{\omega \mu_{a1}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{k_x^2}{k_x^2 + k_{yn}^2} \frac{\mu_1 \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2} + jh(k_1^2 - k_x^2 - k_{yn}^2)}{1 + jh\mu_1 \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2}} \left[\frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \right]^2 dk_x + \\ & + \omega \varepsilon_{a1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{k_{yn}^2}{k_x^2 + k_{yn}^2} \frac{1 + jh\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2}}{\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2} + jh(k_1^2 - k_x^2 - k_{yn}^2)} \left[\frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \right]^2 dk_x. \end{aligned} \quad (2.14)$$

При этом первым слагаемым (2.14) можно пренебречь, а при расчете второго применить методику, использованную при решении дисперсионных уравнений для волноводов без укрытия:

$$\begin{aligned}
& \omega \varepsilon_{a1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{k_{yn}^2}{k_x^2 + k_{yn}^2} \frac{1 + jh\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2}}{\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2} + jh(k_1^2 - k_x^2 - k_{yn}^2)} \left[\frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \right]^2 dk_x = \\
& = \omega \varepsilon_{a1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{k_{yn}^2}{k_x^2 + k_{yn}^2} \left(1 + jh\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2}\right) \left[\frac{\cos\left(k_x \frac{L}{2}\right)}{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - k_x^2} \right]^2 e^{-\ln\left[\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_{yn}^2} + jh(k_1^2 - k_x^2 - k_{yn}^2)\right]} dk_x \sim (2.15) \\
& \sim j\sqrt{2\pi} \cdot \left(\frac{L}{\pi}\right)^4 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1 + \varepsilon_1 h \sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2}}{\sqrt{\varepsilon_1 \frac{1}{\sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2}} + j2h \sqrt{\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2} + jh \sqrt{k_1^2 - k_{yn}^2}}}} \frac{\omega \varepsilon_{a1}}{\sqrt{\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2}}}.
\end{aligned}$$

Формула (2.15) на первый взгляд может показаться слишком громоздкой, однако ее применение позволяет сократить время вычислений машинными методами минимум на порядок по сравнению с расчетом интеграла при помощи встроенных функций MATLAB. Ее корректность доказывается очень просто: если в (2.15) положить $h = 0$, то она преобразуется к (2.7):

$$\begin{aligned}
& j\sqrt{2\pi} \cdot \left(\frac{L}{\pi}\right)^4 \frac{1 + \varepsilon_1 h \sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2}}{\sqrt{\varepsilon_1 \frac{1}{\sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2}} + j2h \sqrt{\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2} + jh \sqrt{k_1^2 - k_{yn}^2}}}} \frac{\omega \varepsilon_{a1}}{\sqrt{\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2}}} \Bigg|_{h=0} = \\
& = j\sqrt{2\pi} \cdot \left(\frac{L}{\pi}\right)^4 \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1 \frac{1}{\sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2}}}} \frac{\omega \varepsilon_{a1}}{\sqrt{\varepsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2}}} = j\sqrt{2\pi} \cdot \left(\frac{L}{\pi}\right)^4 \frac{\omega \varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1 \sqrt{\sqrt{k_0^2 - k_{yn}^2}}} = j\sqrt{2\pi} \cdot \left(\frac{L}{\pi}\right)^4 \omega \varepsilon_0.
\end{aligned}$$

На рисунках 2.28–2.29 представлены зависимости коэффициента замедления ξ от толщины укрытия для полого волновода с поперечными щелями при различных значениях относительной диэлектрической проницаемости ε_{sr} , относительная магнитная проницаемость $\mu_{sr} = 1$.

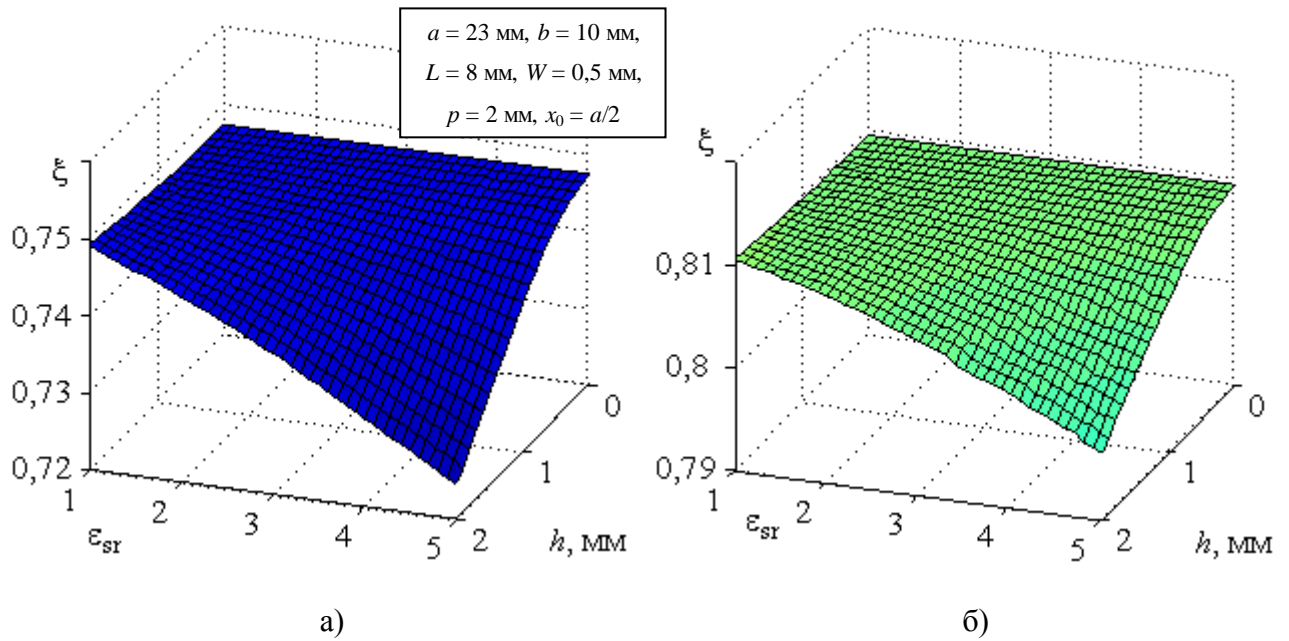


Рисунок 2.28 – Коэффициент замедления прямоугольного волновода с поперечными щелями и защитным укрытием на частоте: а) 9 ГГц; б) 10 ГГц

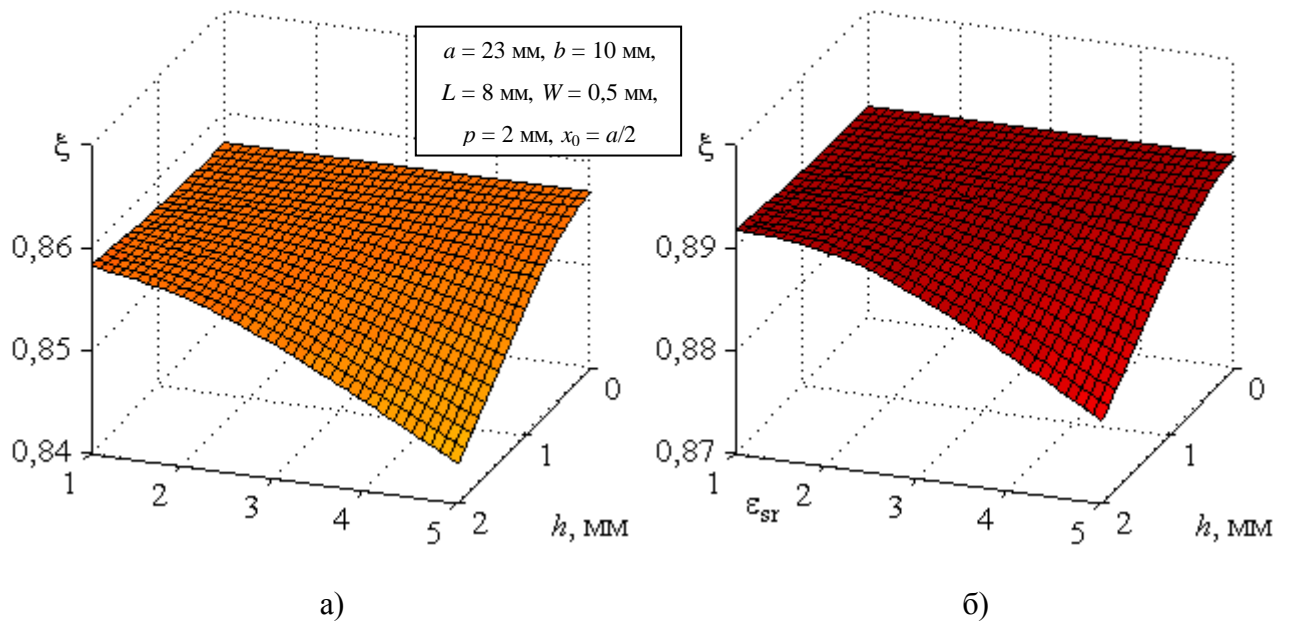


Рисунок 2.29 – Коэффициент замедления прямоугольного волновода с поперечными щелями и защитным укрытием на частоте: а) 11 ГГц; б) 12 ГГц

Как и в случае с внутренним заполнением, значение коэффициента замедления увеличивается с частотой для всех исследованных значений диэлектрической проницаемости защитного укрытия и его толщины. Увеличение электрических размеров укрытия приводит к незначительному уменьшению коэффициента замедления, не превышающему трех сотых долей для рассмотренных случаев. Таким образом, наличие внешнего слоя изменяет

дисперсионную характеристику системы в сторону приближения к характеристике закрытого волновода.

Противоположные явления наблюдаются при использовании внешнего слоя диэлектрика для укрытия продольной щели в узкой стенке волновода. Аналогично, левая часть (1.62) сводится к выражению:

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + \zeta^2} \cdot [\zeta^2 \bar{Y}_{ext}^H(0) + k_x^2 \bar{Y}_{ext}^E(0)] \cdot \left[\frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{k_x \frac{W}{2}} \right]^2 dk_x =$$

$$= -j \frac{\sqrt{2\pi}}{\omega \mu_{al}} \sqrt{\frac{\sqrt{k_0^2 - \zeta^2} [\mu_1 \sqrt{k_0^2 - \zeta^2} + jh(k_1^2 - \zeta^2)]^3}{(\mu_1 + j2h\sqrt{k_0^2 - \zeta^2}) [1 + j\mu h \sqrt{k_0^2 - \zeta^2}] + j\mu h [\mu_1 \sqrt{k_0^2 - \zeta^2} + jh(k_1^2 - \zeta^2)]}},$$

которое при $h=0$ повторяет (2.6). Представленные на рисунках 2.30 и 2.31 зависимости коэффициента замедления ξ , показывают, что с увеличением толщины h и диэлектрической проницаемости защитного слоя ϵ_{sr} происходит замедление фазовой скорости внутри направляющей структуры, и, как и в случае волновода с поперечными щелями, наблюдается приближение дисперсионной характеристики к характеристике закрытого волновода.

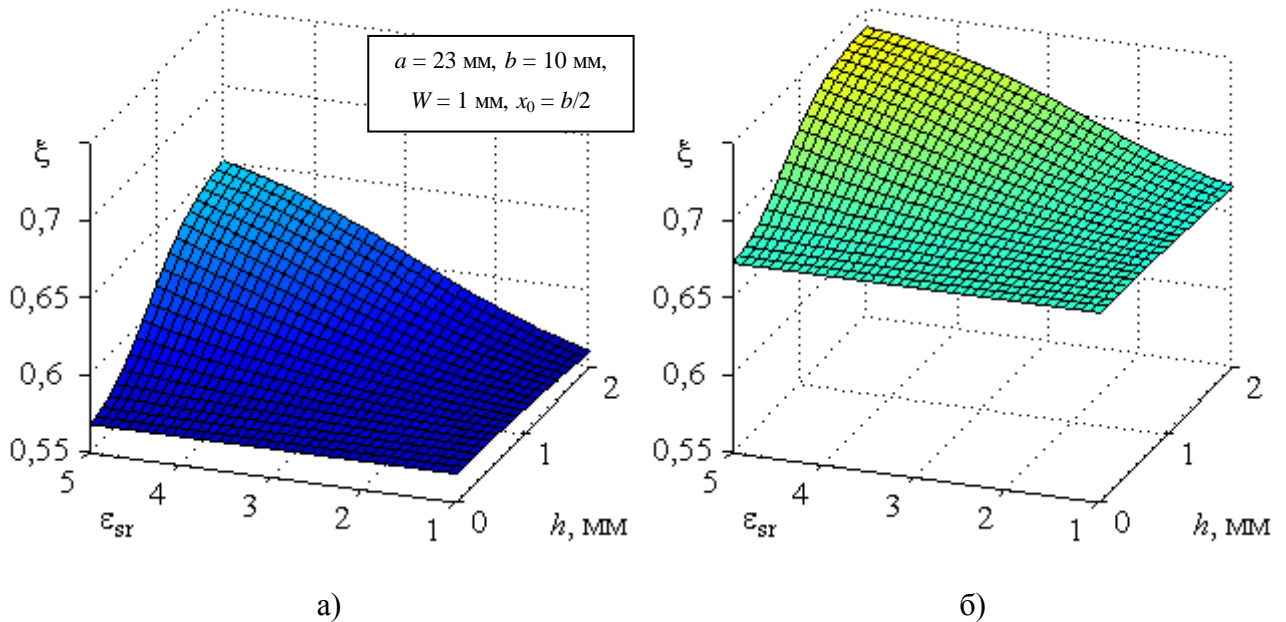


Рисунок 2.30 – Коэффициент замедления прямоугольного волновода с продольной щелью и защитным укрытием на частоте: а) 9 ГГц; б) 10 ГГц

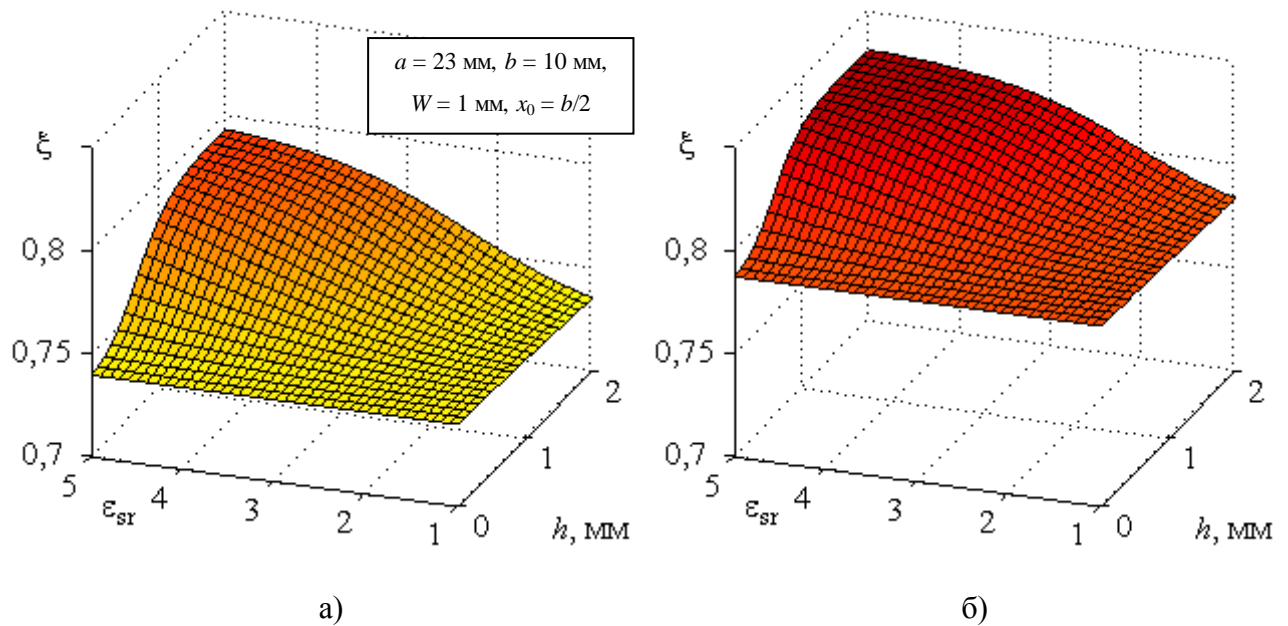


Рисунок 2.31 – Коэффициент замедления прямоугольного волновода с продольной щелью и защитным укрытием на частоте: а) 11 ГГц; б) 12 ГГц

2.9. Диаграммы направленности антенн вытекающих волн на основе частично заполненных прямоугольных волноводов

Для расчета диаграммы направленности (ДН) антенны вытекающих волн на основе плоскостойких волноводных структур, в том числе с защитным диэлектрическим укрытием, требуется определить компоненты электрического поля в каждой точке дальней зоны. Классический подход (как, например, в [104]) предполагает применение функции Грина Γ_{12} . Однако, как известно, компоненты электрического и магнитного полей ортогональны друг другу и численно связаны между собой через характеристическое сопротивление среды. Таким образом, разрабатываемый аппарат является универсальным, и при построении ДН могут быть использованы выражения для расчета магнитного поля (1.56) и (1.69) после подстановки уже известного значения постоянной распространения.

При упрощенном анализе исследуемая антенна может быть представлена в качестве линейного излучателя, параметры ДН которой рассчитываются на основе комплексной постоянной распространения. Величина коэффициента затухания при этом во многом определяется величиной связи отдельных элементов с внешним пространством – долей излучаемой мощности. По результатам предварительного расчета амплитудное распределение возбуждения вдоль оси системы близко к линейному, что не оказывает заметного влияния на положение и ширину главного максимума, а приводит лишь к изменению уровня боковых лепестков (УБЛ) и заплыванию нулей диаграммы направленности. Поэтому для упрощения

математических выкладок исследуемые антенны можно задать идеальными, то есть имеющими равномерное амплитудное распределение и линейное распределение фазы. Тогда в плоскости YOZ диаграмма направленности антенны вытекающих волн длиной l определяется соотношением:

$$F(\Psi) = |\sin(\Psi)/\Psi|, \quad (2.16)$$

где $\Psi = 0,5\beta l(\cos\theta - \xi)$, θ – физический угол наблюдения, отсчитываемый от оси системы.

Положение главного максимума θ_0 рассчитывается из условия $\Psi_0 = 0$. Отсюда следует, что при существовании в системе быстрых волн ($|\xi| \leq 1$) $\theta_0 = \arccos \xi$ либо $\theta_0 = \arcsin \xi$, если отсчет ведется от нормали. Другими словами, увеличение коэффициента замедления приводит к наклону максимума диаграммы направленности в сторону, противоположную от источника возбуждения, пока антенна не сменит режим излучения на осевой. При этом ширина ДН в режиме наклонного излучения согласно [105] рассчитывается как $\Delta\theta = 51^\circ\lambda / (L_A \sin\theta_0)$, где L_A – линейный размер антенны, то есть общая длина излучающей поверхности. При расчете приводимых далее полевых характеристик длина антенны была принята равной 210 мм.

Ранее было показано, что любое изменение конфигурации антенны приводит к изменению значений коэффициента замедления. Соответствующие изменения происходят с характеристиками диаграммы направленности. Таким образом, изменение ширины продольной щели и длины поперечных щелей может привести к разнице наклона главного лепестка в $5-10^\circ$ и его ширины до 3° в зависимости от частоты излучаемого сигнала (рисунки 2.32–2.33).

При $|\xi| > 1$ максимум оказывается за пределами области реальных углов. В режиме небольшого замедления (значение $|\xi|$ близко к единице) центральная часть главного лепестка уходит в область мнимых углов и главный лепесток множителя направленности существенно обостряется [105]. Рисунки 2.34–2.35 показывают зависимость положения главного максимума и ширины диаграммы направленности АВВ по уровню половинной мощности от степени заполнения волновода диэлектриком для двух рабочих частот: 8 и 10 ГГц. С увеличением толщины диэлектрического слоя происходит наклон главного лепестка в направлении, противоположном от источника возбуждения.

На рисунках 2.36–2.37 приведены углочастотные характеристики исследуемых антенн при четырех вариантах частичного заполнения волновода фторопластом. При двух вариантах заполнения волновода с поперечными щелями (рисунок 2.37) в диапазоне от 8 до 10 ГГц характеристика линейная.

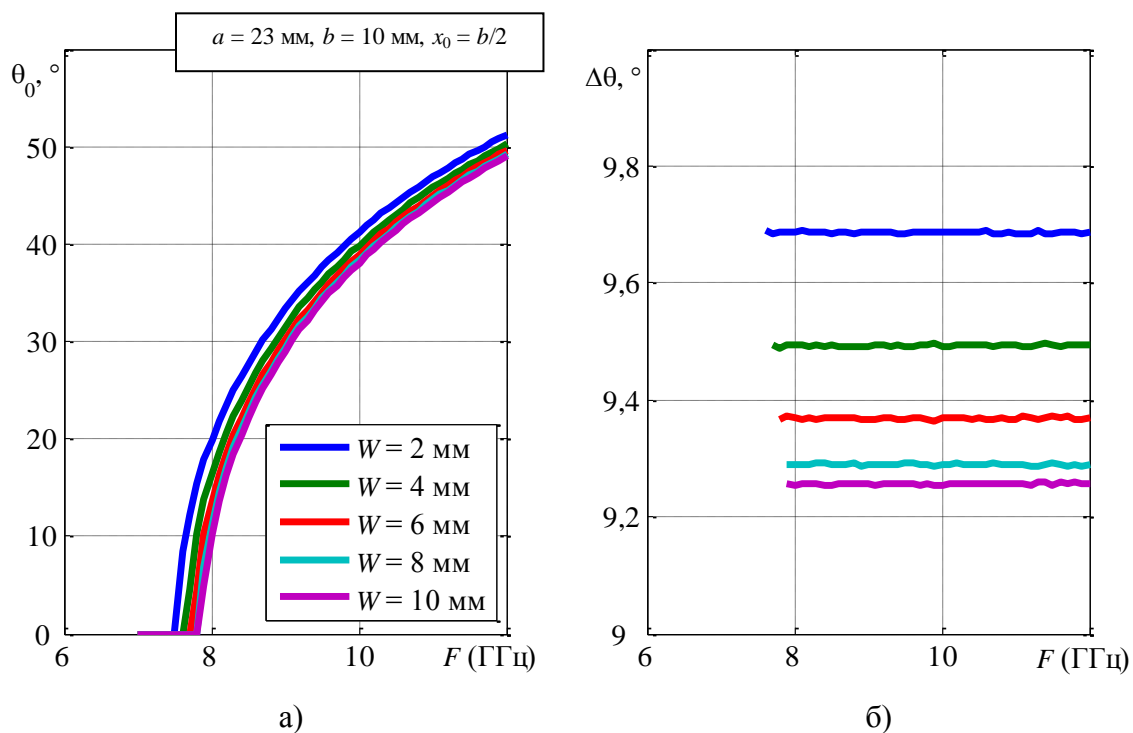


Рисунок 2.32 – Частотные зависимости характеристик ДН полого волновода с продольной щелью: а) положение главного максимума; б) ширина по уровню половинной мощности

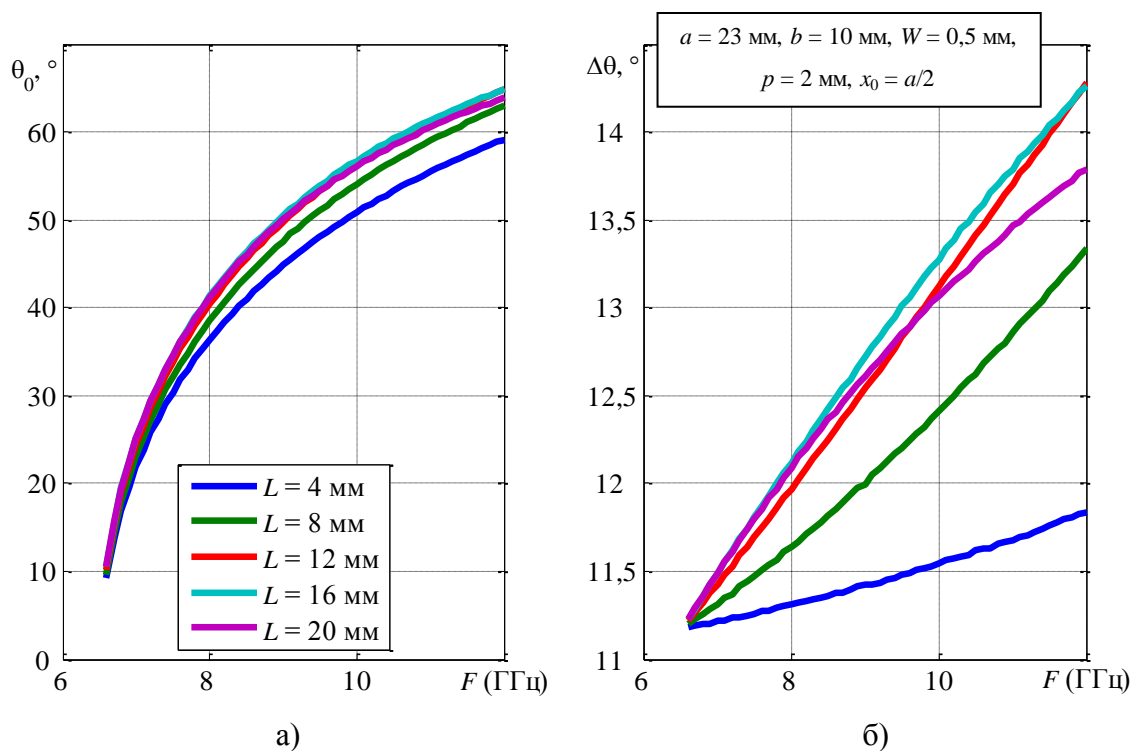


Рисунок 2.33 – Частотные зависимости характеристик ДН полого волновода с поперечными щелями: а) положение главного максимума; б) ширина по уровню половинной мощности

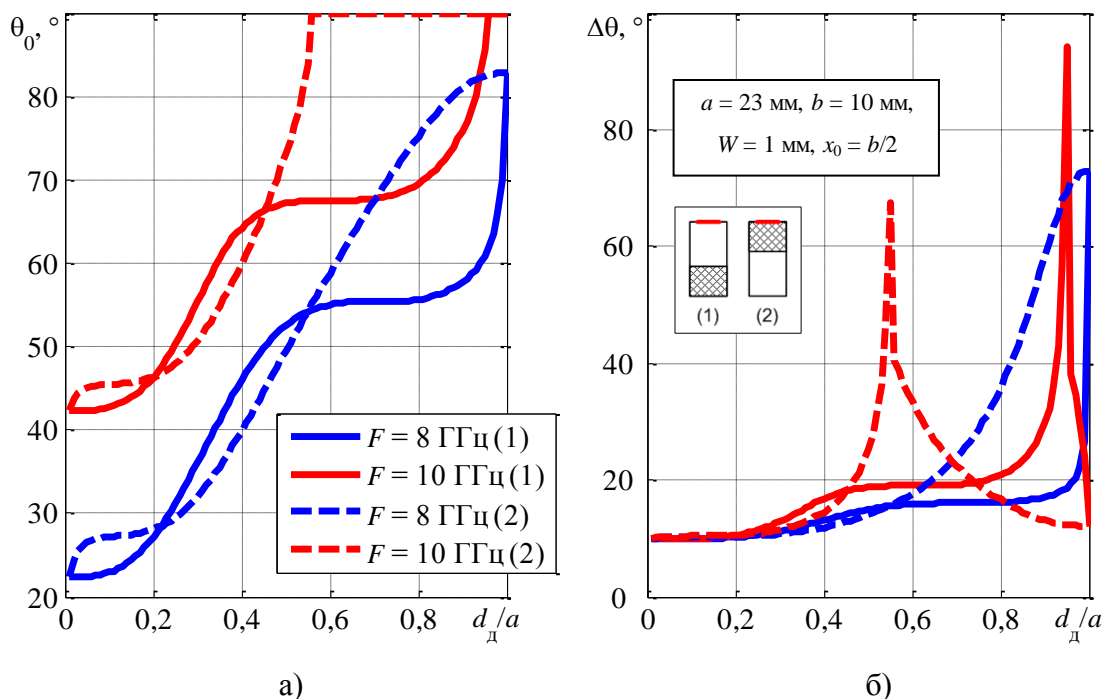


Рисунок 2.34 – Зависимости характеристик ДН прямоугольного волновода с продольной щелью от степени заполнения диэлектриком ($\epsilon = 2$): а) положение главного максимума; б) ширина по уровню половинной мощности

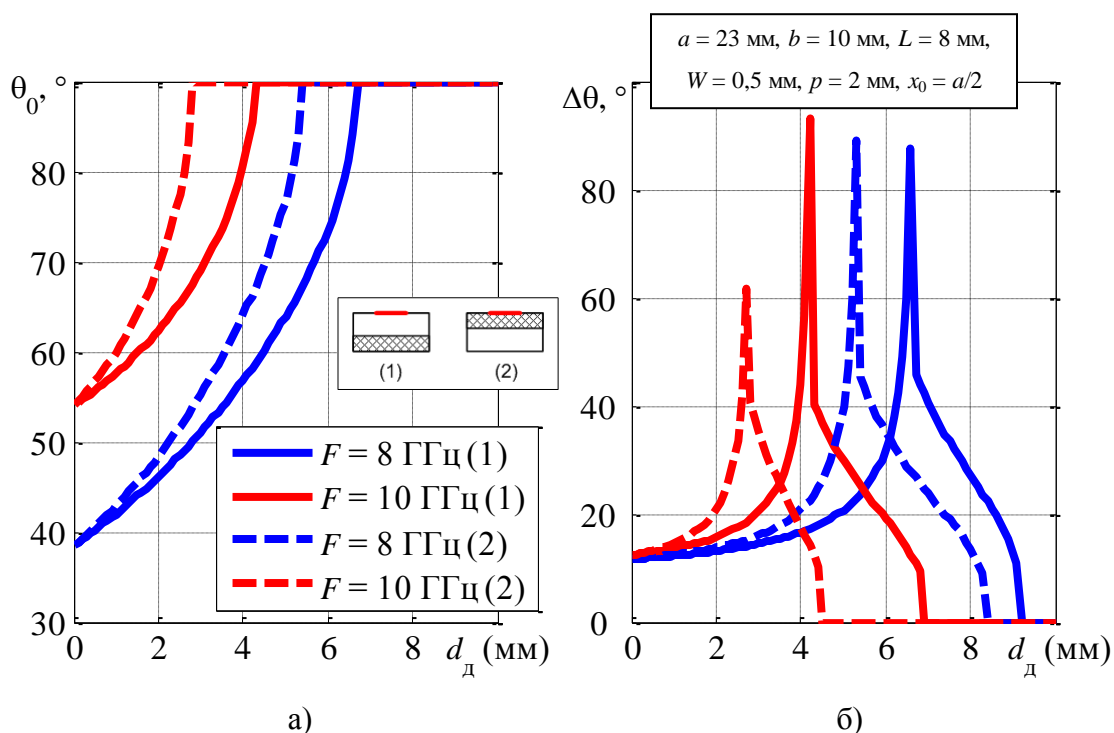


Рисунок 2.35 – Зависимости характеристик ДН прямоугольного волновода с поперечными щелями от степени заполнения диэлектриком ($\epsilon = 2$): а) положение главного максимума; б) ширина по уровню половинной мощности

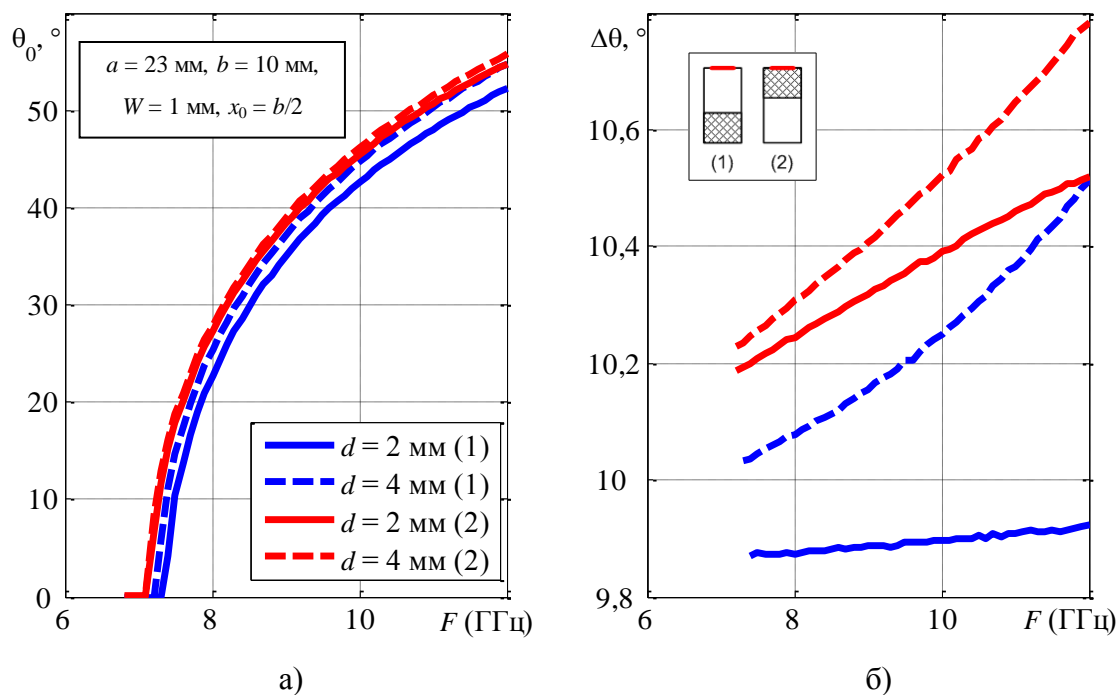


Рисунок 2.36 – Частотные зависимости характеристик ДН

частично заполненного прямоугольного волновода ($\epsilon = 2$) с продольной щелью:
 а) положение главного максимума; б) ширина по уровню половинной мощности

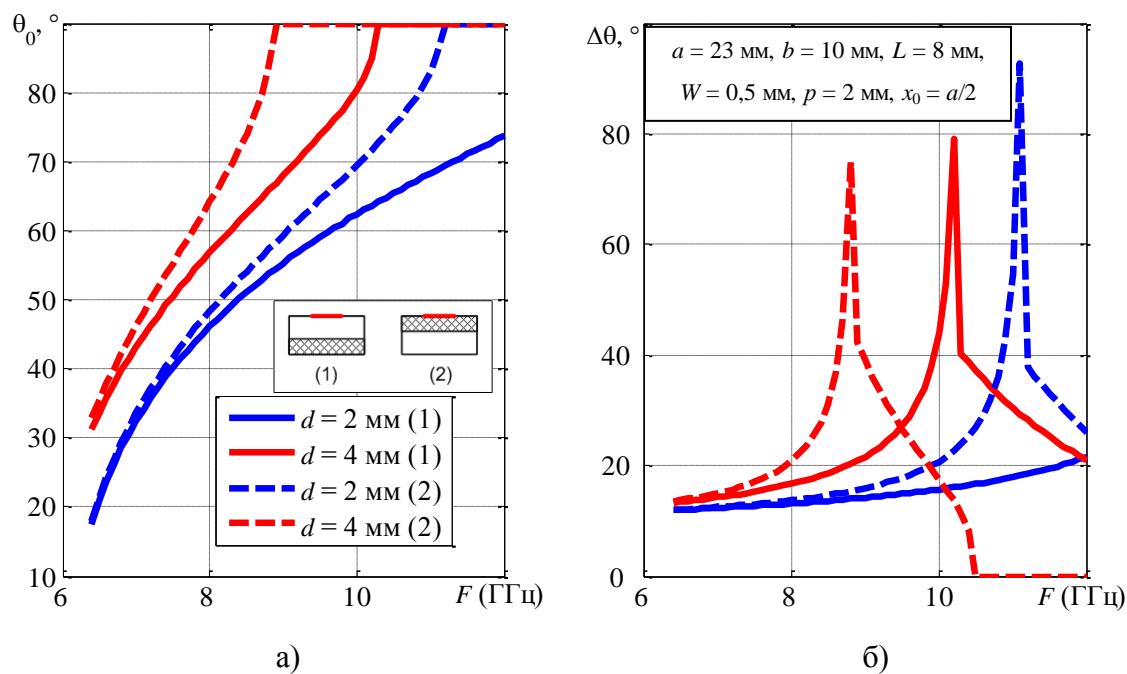


Рисунок 2.37 – Частотные зависимости характеристик ДН

частично заполненного прямоугольного волновода ($\epsilon = 2$) с поперечными щелями:
 а) положение главного максимума; б) ширина по уровню половинной мощности

Рисунки 2.34–2.35, 2.37 ясно дают понять, что частичное заполнение полого волновода диэлектриком может привести к изменению режима излучения с поперечного на осевое, и наоборот, при уменьшении доли диэлектрического заполнения можно добиться смены режима излучения с осевого на поперечное. В рассматриваемых случаях использования диэлектриков толщиной 2 и 4 мм изменение наклона и ширины ДН является более значительным при использовании волновода с поперечными щелями, так как в этом случае степень заполнения волновода выше.

В [106] показаны зависимости диаграммы направленности от положения диэлектрической пластины внутри волновода с продольной щелью, полученные путем моделирования в программном пакете CST. Однако в отсутствие исходных данных о размерах волновода и рабочего диапазона частот невозможно достоверно воспроизвести исследуемую в [106] модель. В любом случае наблюдаемые тенденции весьма схожи с результатами расчетов на основе предложенной в диссертации методики: при приближении диэлектрика к стенке без щели, максимум ДН отклоняется к нормали (по сравнению с центральным положением), что соответствует уменьшению коэффициента замедления и хорошо согласуется с данными рисунка 2.21. при малых значениях толщины диэлектрической вставки (рисунок 2.38).

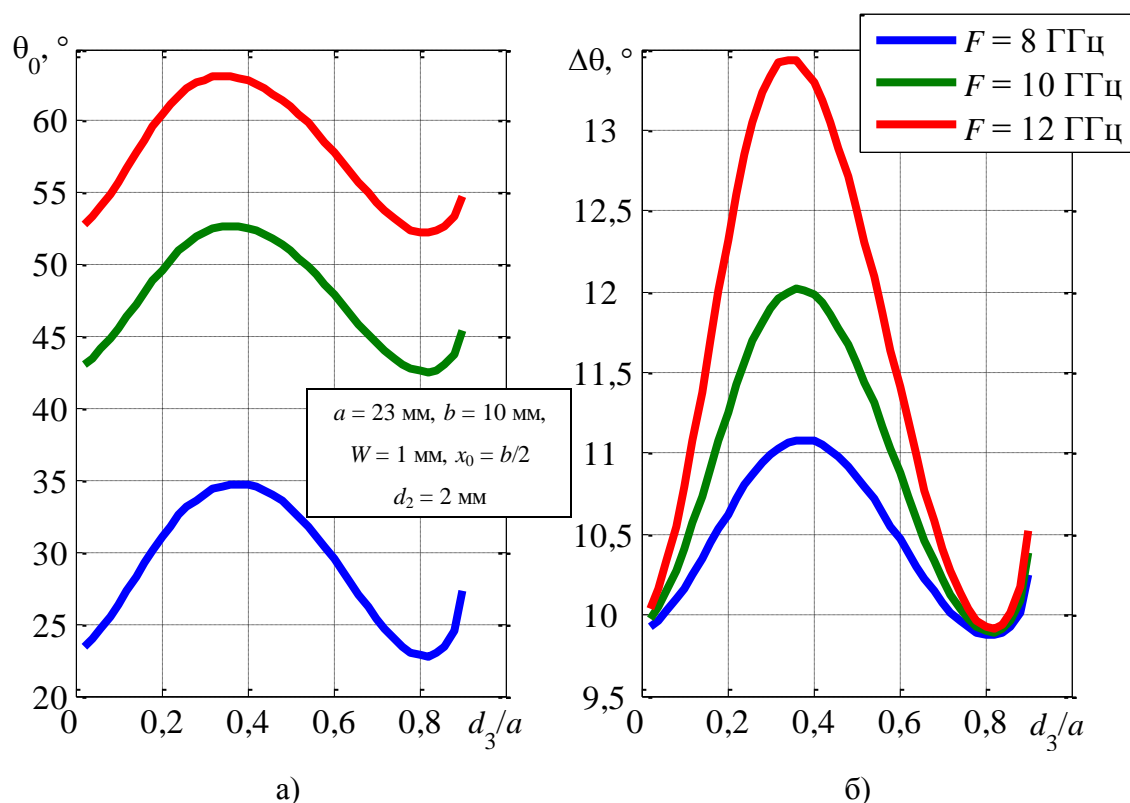


Рисунок 2.38 – Зависимости характеристик ДН волновода с продольной щелью от величины смещения диэлектрической пластины ($\epsilon = 2$, $d_2 = 2$ мм) относительно стенки, противоположной от щели: а) положение главного максимума; б) ширина по уровню половинной мощности

Ширина ДН антенны оптимальной длины. В режиме осевого излучения одновременно с обострением основного лепестка диаграммы направленности «наблюдается повышение уровня боковых лепестков, определяемых теперь не по отношению к главному максимуму функции (2.16), а по отношению к значению этой функции на границе области видимости» [105]. При дальнейшем увеличении $|\xi|$ в области реальных углов остаются только боковые лепестки. Согласно условию Хансена-Вудворда [107] «компромисс между сужением главного лепестка и повышением уровня боковых лепестков достигается, если граница видимой области находится в точке $\Psi(0) \approx -\pi/2$ » [105]. Оптимальная длина антенны в этом случае:

$$L_{opt} = \lambda / [2(|\xi| - 1)] \quad (2.17)$$

Очевидно, что если коэффициент замедления $\xi > 1,5$, в соответствии с (2.17) оптимальная длина антенны должна быть меньше, чем рабочая длина волны. В этом случае боковые лепестки имеют оптимальный уровень, но диаграмма не может быть узкой.

После приближенной замены $\cos \theta \approx 1 - \theta^2/2...$ в (2.16) ширина главного лепестка диаграммы направленности по нулям может быть вычислена следующим образом:

$$\Delta\theta \approx \sqrt{2(1 - \xi + \lambda/L)}. \quad (2.18)$$

На рисунке 2.39 приведена ширина диаграммы направленности по нулям излучения для антенны оптимальной длины в зависимости от степени заполнения волновода диэлектриком. Сплошными линиями показаны зависимости для случая, когда слой диэлектрика расположен у нижней стенки, штриховыми линиями – диэлектрик у верхней стенки. Рассмотрена работа системы на частотах 8, 10 и 12 ГГц. С увеличением коэффициента замедления в режиме осевого излучения ширина луча уменьшается для антенны фиксированной длины. Однако, в рассматриваемом случае одновременно становится меньше и оптимальное значение длины. После подстановки (2.17) в (2.18), ширина луча $\Delta\theta \approx \sqrt{2(\xi - 1)}$. В результате, при увеличении рабочей частоты основной лепесток расширяется.

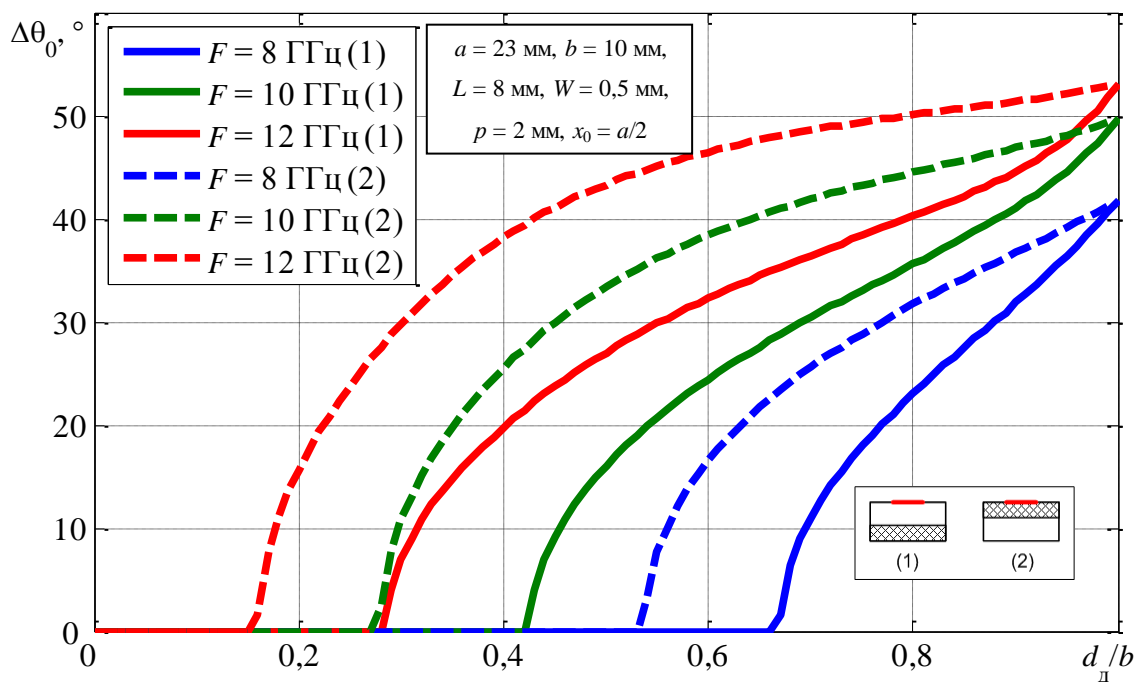


Рисунок 2.39 – Ширина ДН АВВ оптимальной длины от степени заполнения волновода диэлектриком для волновода с поперечными щелями

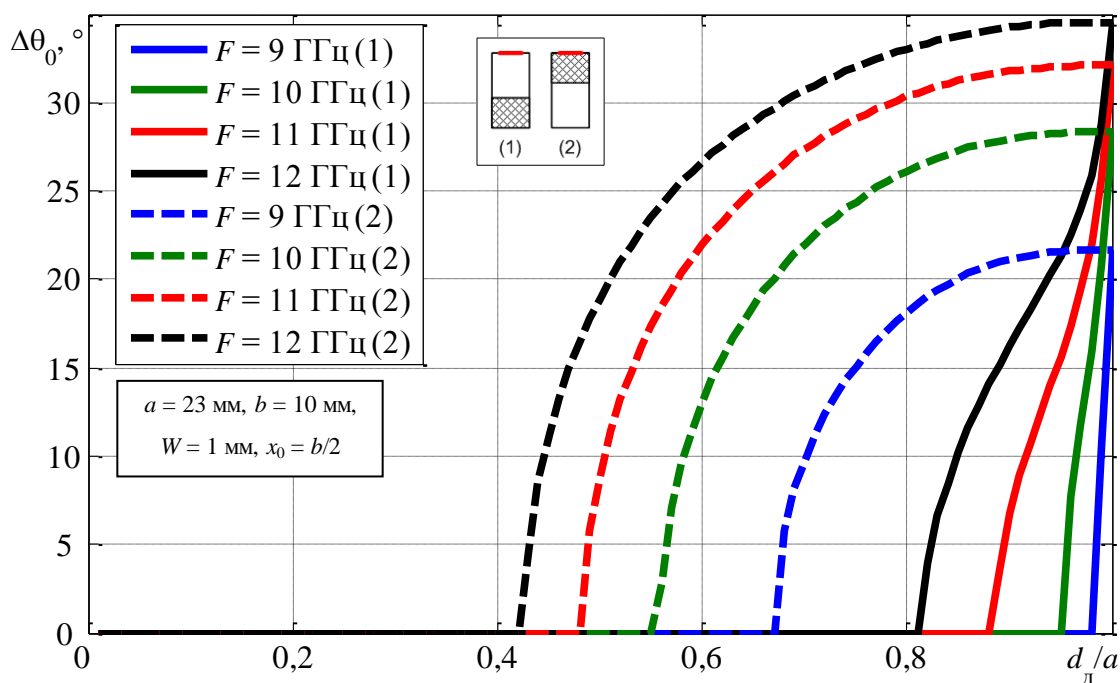


Рисунок 2.40 – Ширина ДН АВВ оптимальной длины от степени заполнения волновода диэлектриком для волновода с продольной щелью

2.10. Выводы

На основе записанных в Главе 1 дисперсионных уравнений получены численные решения для двух основных вариантов реализации антенны вытекающих волн: волновода с продольной щелью в узкой стенке и волновода с близко расположенными поперечными щелями в широкой стенке. Ускорение процесса поиска корней достигается за счет применения асимптотических приближений интегралов Лапласа, а также авторского метода разбиения комплексного пространства волновых чисел, использующего вероятностный подход и позволяющего предсказать положение корня на соседней частоте.

Очевидно, что введение диэлектрика в состав направляющей структуры приводит к замедлению фазовой скорости волн, распространяющихся внутри системы. Расчеты, выполненные согласно предложенной методике, позволили выявить не известные ранее строгие закономерности изменения коэффициента замедления для связанных с внешним пространством частично заполненных прямоугольных волноводов.

1. Функция зависимости коэффициента замедления от степени заполнения волновода диэлектриком – функция нелинейная. Более того, в большинстве случаев она не является выпуклой. Исключение составляют волноводы с близкорасположенными поперечными щелями в одной из широких стенок и диэлектриком у противоположной стенки.

2. Вследствие несимметричности рассматриваемых антенн, особенностей протекания поверхностных токов и их взаимодействия с непроводящими материалами, положение диэлектрика внутри волновода имеет существенное влияние на значение фазовой скорости собственных волн структуры. Зависимость коэффициента замедления от величины смещения диэлектрика относительно излучающих щелей также является нелинейной.

Выявлено, что ключевую роль при формировании дисперсионной кривой играет ориентация излучающей плоскости (параллельно или перпендикулярно) относительно силовых линий электрического поля основной волны прямоугольного волновода. Другими словами, в двух возможных ситуациях, при аналогичном изменении каких-либо параметров антенны, значения коэффициента замедления изменяются противоположным образом, например:

1. Зависимость коэффициента замедления основной волны от расстояния между диэлектриком (независимо от его толщины и диэлектрической проницаемости) внутри волновода и излучающей щелью для волновода с поперечными щелями содержит минимум, с продольной щелью – максимум.

2. Форма дисперсионной характеристики волноводно-щелевых антенных структур с защитным диэлектрическим укрытием, при увеличении электрических размеров последнего, стремится к форме дисперсионной кривой волновода без щели. При этом фазовая скорость в

волноводе с поперечными щелями в широкой стенке – увеличивается, в волноводе с продольной щелью в узкой стенке – уменьшается.

Показано, что применение многослойного волновода в основе конструкций антенны вытекающих волн позволяет варьировать волновое число в широком диапазоне значений, смещая критическую частоту за счет изменения эффективной диэлектрической проницаемости внутри волновода и регулируя крутизну дисперсионной кривой путем выбора очередности следования слоев.

Установлено, что диэлектрическое укрытие имеет незначительное влияние на полевые и частотные характеристики антенны вытекающих волн, однако подбор его параметров (толщины и диэлектрической проницаемости) позволяет осуществлять точную настройку формы дисперсионной кривой и, соответственно, углочастотной зависимости ориентации максимума излучения, обеспечивая выполнение законов сканирования диаграммы направленности в соответствии с требованиями решаемых задач.

И хотя число конфигураций антенн, рассмотренных при получении численных результатов, ограничено, тем не менее, проведенные исследования подтверждают наличие принципиальной возможности разработки перспективных антенн на основе частично-заполненных волноводов, позволяющих реализовать сложные алгоритмы управления положением главного лепестка ДН, сочетающие возможности электронного (частотного) и механического сканирования.

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [97], [108]–[116].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ АНТЕНН СО СЛОИСТОЙ СТРУКТУРОЙ

В настоящей главе представлены результаты экспериментального исследования щелевых антенн на основе прямоугольного волновода с неоднородной структурой поперечного сечения. Исследуются образцы с двумя вариантами нарезки щелей, рассмотренных ранее в Главах 1 и 2 при составлении дисперсионных уравнений и получении численных результатов: продольная щель в узкой стенке и близкорасположенные друг к другу поперечные щели – в широкой. Таким образом, задачей данной главы является верификация предложенной методики определения постоянной распространения вытекающих волн для плоскостойких структур путем сопоставления результатов численного моделирования с результатами натуральных измерений, выполненных с использованием высокоточного поверенного оборудования.

Описываются конструкции опытных образцов, используемое оборудование и применяемые методики измерения полевых и частотных характеристик исследуемых антенн. Приведены экспериментальные значения элементов матрицы рассеяния, нормированные диаграммы направленности, измеренные в условиях безэховой камеры, и рассчитанные на их основе зависимости коэффициента замедления.

3.1. Описание опытных образцов

Для проведения экспериментальных исследований антенны вытекающих волн были изготовлены два опытных образца (рисунок 3.1). В качестве основы для антенн были использованы два отрезка медного прямоугольного волновода длиной 350 мм и поперечным сечением 23 мм × 10 мм. Элементы связи с внешним пространством – продольная щель в узкой стенке одного образца и поперечные щели в широкой стенке второго образца – были изготовлены методом электроэрозионной обработки в средней их части согласно эскизам, приведенным на рисунке 3.2. Суммарная длина излучающей поверхности ($L_A = 210$ мм) подобрана таким образом, чтобы в рабочей полосе частот обеспечить достаточную остроту главного максимума диаграммы направленности и сохранить возможность расположения приемной антенны в дальней зоне при проведении эксперимента в условиях ограниченного пространства имеющейся безэховой камеры: $r_{дз} \geq 2L_A^2/\lambda$ [117]. Линейные размеры отдельных элементов обеспечивают их равномерное возбуждение на всей протяженности антенн, в частности длина поперечных щелей выбрана таким образом, чтобы они не были резонансными в рабочей полосе частот волновода.

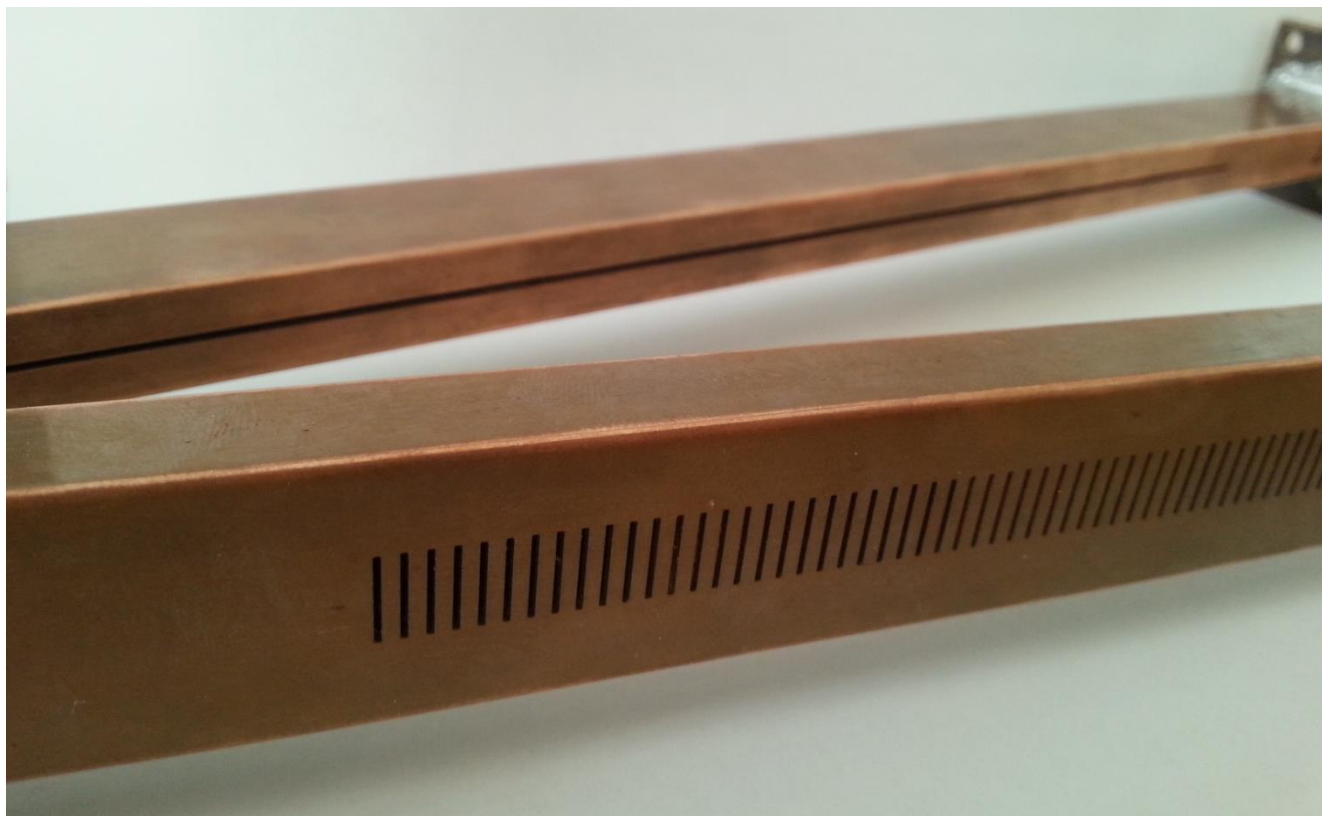


Рисунок 3.1 – Внешний вид экспериментальных образцов

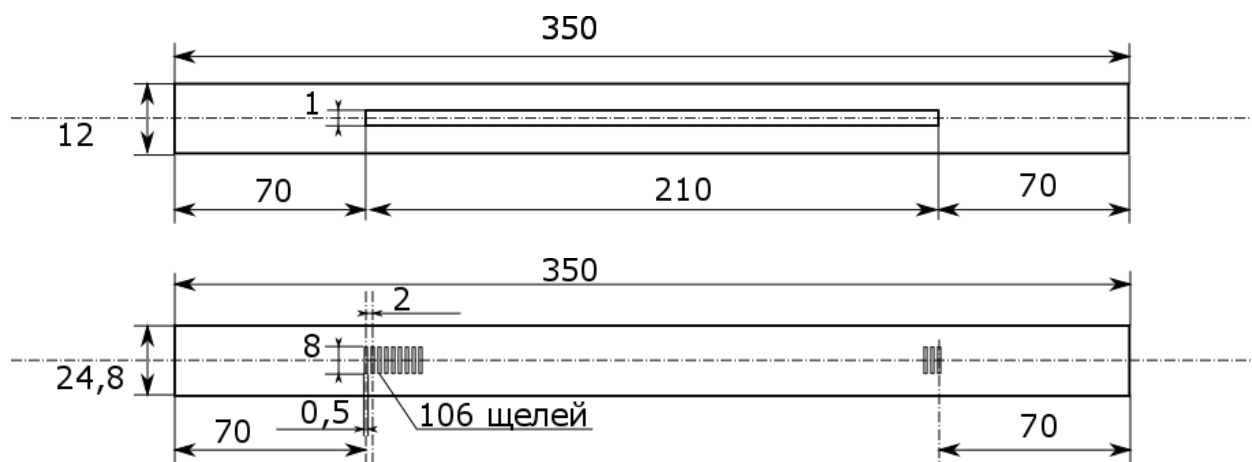


Рисунок 3.2 – Эскизы экспериментальных образцов

3.2. Методы и инструменты

При экспериментальном исследовании антенны вытекающих волн на основе прямоугольного волновода со слоистой структурой наибольший интерес представляют положение главного максимума ее диаграммы направленности и значение элементов матрицы рассеяния, с помощью которых может быть рассчитана искомая постоянная распространения. Для оценки соответствия теоретических результатов экспериментальным требуется сравнить характер зависимостей, полученных соответствующими способами. В ходе проведенного опыта дисперсионные характеристики антенн были определены при помощи двух методов:

1. Расчет коэффициента замедления на основе величины фазового набега $\Delta\varphi$ коэффициента передачи между входами антенны из условия $\Delta\varphi = \beta l$, где l – длина линии передачи (в рассматриваемом случае – расстояние между входами антенны).

2. Определение коэффициента замедления по положению главного максимума ДН в режиме наклонного излучения, согласно методике, описанной в Главе 2.

Измерение значений элементов матриц рассеяния осуществлялось при помощи векторного анализатора электрических цепей Rohde&Schwarz ZVA50 в диапазоне от 5 до 18 ГГц, подключение к которому производилось посредством коаксиально-волноводных переходов производства Agilent (рисунок 3.3), учтенных при предварительной калибровке. Для обеспечения надежного соединения с измерительным оборудованием конструкция антенны была видоизменена путем присоединения фланцев с обоих торцов волноводов, что, несомненно, приводит к возникновению обратного излучения, ограничению углов сканирования диаграммы направленности и, соответственно, ограничению рабочего диапазона частот опытных образцов.



Рисунок 3.3 – Измерение S-параметров

Приблизительно определить максимальный угол наклона θ_{\max} основного лепестка ДН можно исходя из размеров фланца и расстояния от него до середины излучающей поверхности (рисунок 3.4). С учетом толщины фланца 3 мм длина АВ на рисунке 3.4 составляет 172 мм для

обоих образцов. При этом $BC = 14$ мм для волновода с поперечными щелями; $BC = 4$ мм – для волновода с продольной щелью. Тогда максимальный угол наклона главного максимума для указанных случаев составляет $\theta_{\max\perp} = \arctg \frac{AB}{BC} \approx 85,3^\circ$ и $\theta_{\max\parallel} = \arctg \frac{AB}{BC} \approx 88,7^\circ$.

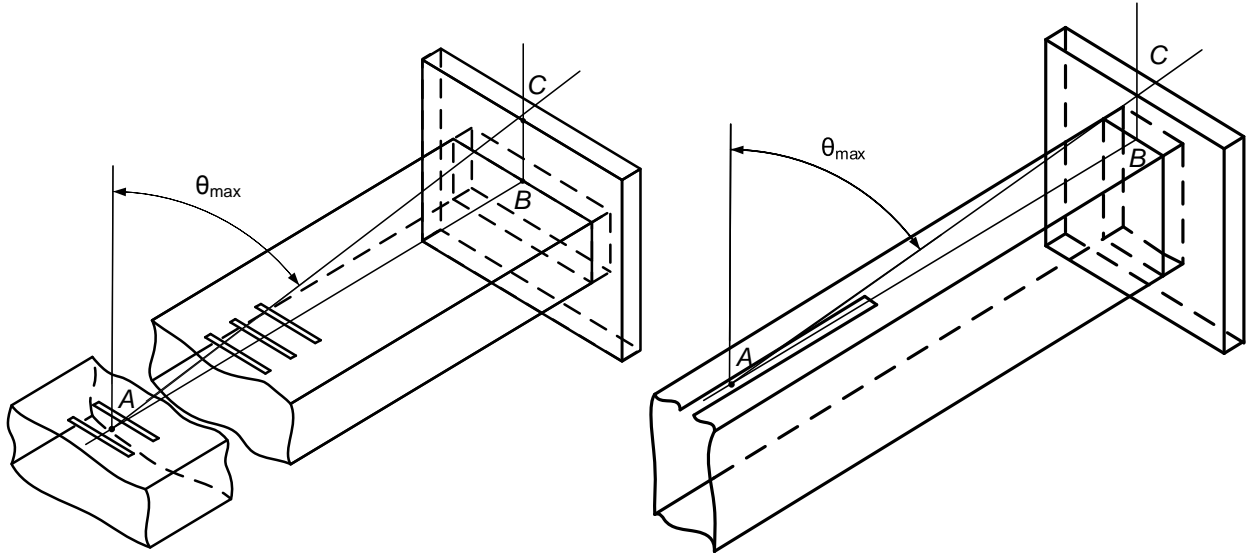


Рисунок 3.4 – К определению максимального угла наклона ДН

Исходя из вышеизложенного, при условии представления антенны с поперечными щелями в качестве равномерной линейной антенной решетки, а антенны с продольной щелью в качестве линейного излучателя, можно рассчитать предельное значение коэффициента замедления как синус угла θ_{\max} и в результате определить рабочий диапазон частот [118]. При этом, однако, следует учитывать, что основной лепесток имеет ненулевую ширину, существенно зависящую от частоты излучения. По результатам предварительных расчетов, представленных в Главе 2, ширина ДН не превышает 10° для полых волноводов с продольной щелью в узкой стенке и 15° для волноводов поперечными щелями в широкой стенке. Поэтому максимальные углы наклона могут быть приняты $\theta_{\max\parallel} \approx 83,7^\circ$ и $\theta_{\max\perp} \approx 77,8^\circ$. В рассматриваемых случаях значение коэффициента замедления составляет 0,994 и 0,977.

Определить рабочий диапазон частот можно в соответствии с теоретически полученной дисперсионной кривой. Однако при этом необходимо учесть, что разработанная ранее модель предназначена для описания бесконечной щелевой структуры, в то время как опытные образцы помимо излучающей поверхности содержат еще два участка закрытого волновода с отличающейся фазовой скоростью. Итоговый коэффициент замедления определяется суммарным набегом фазы за три участка:

$$\Delta\varphi_{\Sigma} = \Delta\varphi_w + \Delta\varphi_s + \Delta\varphi_w = 2\Delta\varphi_w + \Delta\varphi_s, \quad (3.1)$$

где $\Delta\varphi_s$ – фазовый набег в области со щелями, $\Delta\varphi_w$ – фазовый набег в закрытом волноводе.

Таким образом, общий коэффициент фазы определяется как

$$\beta_\Sigma = \frac{\Delta\varphi_\Sigma}{l_\Sigma} = \frac{2\beta_w l_w + \beta_s l_s}{l_\Sigma} = \frac{0,14 \cdot \beta_w + 0,21 \cdot \beta_s}{0,35} = 0,4 \cdot \beta_w + 0,6 \cdot \beta_s. \quad (3.2)$$

После сокращения обеих частей (3.2) на волновое число в свободном пространстве k_0 , может быть получено выражение для расчета итогового коэффициента замедления в опытных образцах:

$$\xi_\Sigma = 0,4 \cdot \xi_w + 0,6 \cdot \xi_s \quad (3.3)$$

Тогда в соответствии с численными результатами, полученными в Главе 2 для бесконечных волноводно-щелевых структур с воздушным заполнением (рисунки 3.5, 3.6), не существует таких частот, при которых коэффициент замедления превышал бы указанные значения для соответствующих случаев.

На рисунках 3.5 и 3.6 приведены дисперсионные характеристики опытных образцов, полученные на основе теоретического расчета, компьютерного моделирования, экспериментальных измерений коэффициента передачи S_{21} , а также пересчета угла наклона основного лепестка ДН при условии представления исследуемой антенны в качестве идеальной линейной антенной системы.

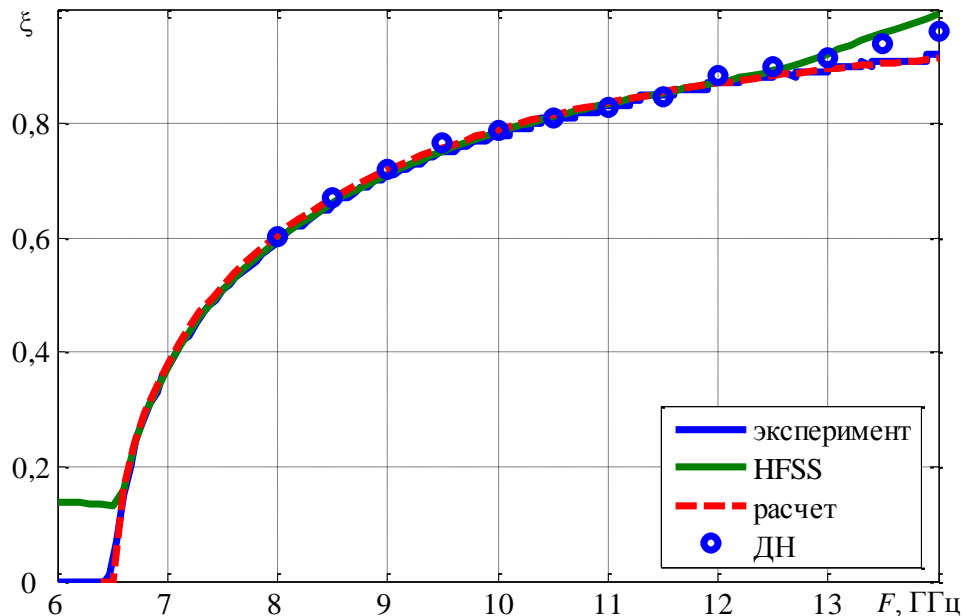


Рисунок 3.5 – Дисперсионные кривые антенны вытекающих волн на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями. Кружками отмечены значения коэффициента замедления, рассчитанные по положению главного максимума диаграммы направленности антенны при условии ее представления в качестве равномерной линейной антенной решетки

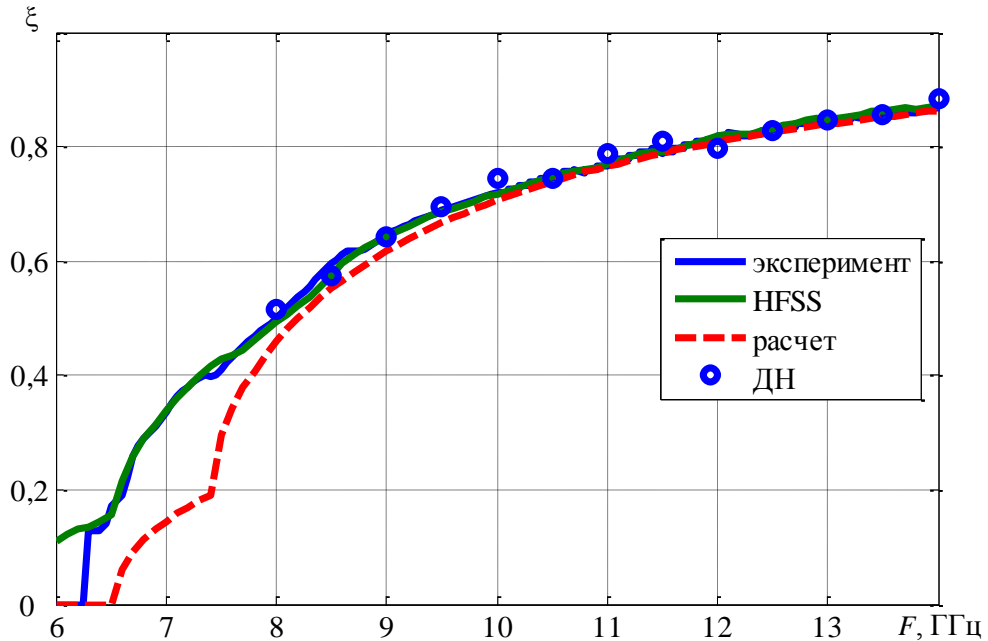


Рисунок 3.6 – Дисперсионные кривые антенны вытекающих волн на основе прямоугольного волновода с продольной щелью. Кружками отмечены значения коэффициента замедления, рассчитанные по положению главного максимума диаграммы направленности антенны при условии ее представления в качестве идеального линейного излучателя

Теоретические формы зависимостей коэффициента замедления опытных образцов при численном и компьютерном моделировании были получены описанным выше методом – путем расчета суммарного набегу фаз в излучающей структуре и отрезках частично заполненного закрытого волновода.

В случае волновода с поперечными щелями наблюдается практически идеальное соответствие результатов во всем рассматриваемом диапазоне частот. Для волновода с продольной щелью соответствие достигается в диапазоне от 7,5 ГГц. Причиной расхождения характеристик на более низких частотах является различие в критических длинах волн щелевого участка и участка закрытого волновода. При этом, как было показано в Главе 2, критическая частота щелевой части оказывается выше критической частоты закрытого волновода. Поэтому при переходе из одной области в другую возникает переходный процесс и частичное отражение мощности, которые невозможно учесть посредством разработанной методики.

Компьютерное моделирование осуществлялось в среде электродинамического анализа ANSYS HFSS, использующей метод конечных элементов. Заданная точность при вычислении поля достигается путем разбиения пространства модели на необходимое множество тетраэдров [119], что не позволяет анализировать бесконечные структуры. Поэтому в пакете

прикладных программ были построены экспериментальные образцы (рисунок 3.7) в соответствии с эскизами, представленными на рисунке 3.2. При компьютерном анализе данные образцы были идеализированы: металлические фланцы отсутствовали, а стенки волноводов представляли собой идеальный проводник бесконечно малой толщины. Несмотря на это результаты компьютерного моделирования в спектральной области (Driven Modal) при дискретном разбиении сетки частот с шагом 0,1 ГГц почти идеально соответствуют результатам экспериментальных исследований для случая полых волноводов (рисунки 3.5–3.6).

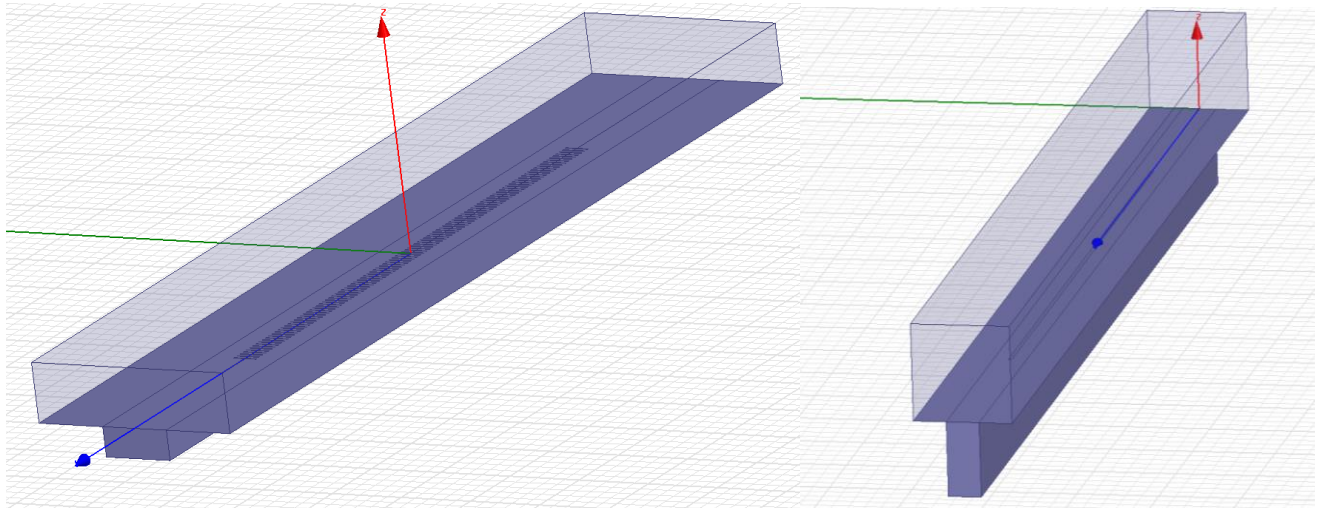


Рисунок 3.7 – Модели антенн в пакете ANSYS HFSS

Программное обеспечение ANSYS HFSS позволило также предварительно оценить диаграммы направленности разработанных прототипов. Они представлены на рисунке 3.8. В верхней половине полярной системы координат показаны ДН в плоскости сканирования: плоскости E для волновода с поперечными щелями, плоскости H – для волновода с продольной щелью. Уровень обратного излучения рассматриваемых образцов весьма мал за счет наличия препятствующего этому металлического экрана и не представляет существенного интереса в рамках диссертационной работы. В нижней части рисунков 3.8а и 3.8б отражены ДН в плоскости, ортогональной плоскости сканирования и пересекающей ее по направлению максимального излучения. Данные ДН обладают осевой симметрией и имеют достаточно большую ширину за счет слабой направленности отдельных излучателей.

В плоскости сканирования для обеих антенн основные лепестки на порядок уже, однако, назвать их острыми нельзя, так как при разработке в приоритет было поставлено обеспечение дальней зоны на расстоянии, не превышающем трех метров. Тем не менее, лепестки выражены достаточно для того, чтобы можно было отследить изменение их положения и ширины.

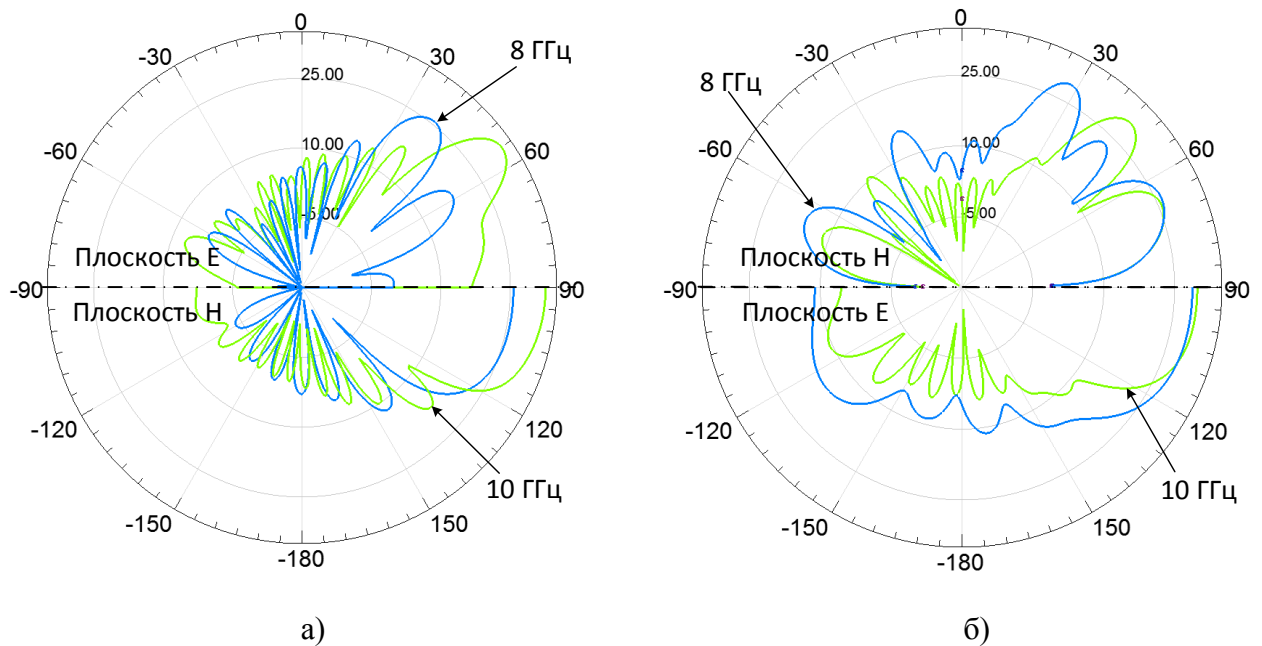
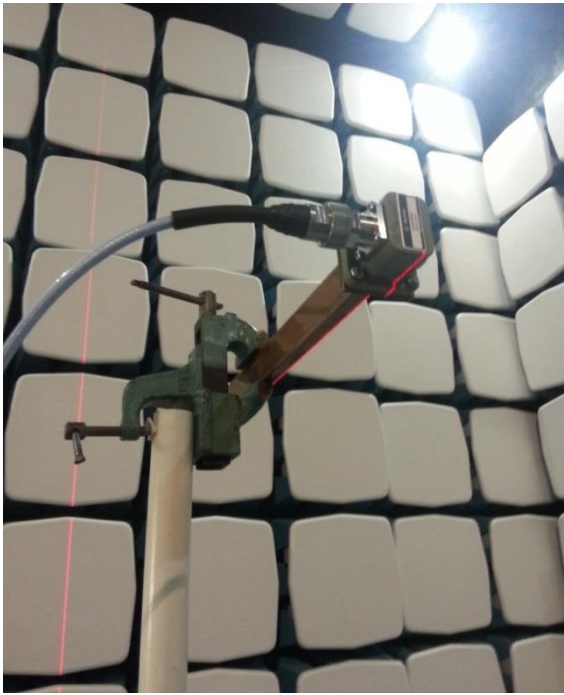


Рисунок 3.8 – Полученные в ANSYS HFSS диаграммы направленности антенн вытекающей волны на основе полого волновода: а) с поперечными щелями в широкой стенке; б) с продольной щелью в узкой стенке

Недостатком компьютерного моделирования, однако, является слишком большие время вычислений (до 10 часов на среднестатистической ЭВМ!) и требуемый объем оперативной памяти, зачастую превышающий возможности вычислительной системы при введении в модель антенны слоистого диэлектрика. Поэтому дальнейшие попытки моделирования были оставлены в пользу проведения реального эксперимента.

Измерения ДН осуществлялись в диапазоне от 8 до 15 ГГц с шагом 500 МГц в аттестованной безэховой камере Rainford EMC3, представляющей собой полностью экранированное от внешних электромагнитных полей помещение (до 100 дБ в диапазоне до 26 ГГц) и оборудованной системой автоматизированного управления процессом измерения (рисунок 3.9а). Безэховая камера полностью соответствует стандартам CISPR, EN и FCC. Диапазон рабочих частот 30МГц – 18ГГц. Данная безэховая камера аттестована по ГОСТ 50414-92. Используется поверенное оборудование.

В ходе измерений ДН, исследуемые антенны использовались в качестве передающих. К входу 1 антенны подключался генератор сигналов СВЧ Rohde&Schwartz SMF100A. На вход 2 была присоединена согласованная нагрузка. Для оценки уровня сигнала использовался приемник измерительный Rohde&Schwartz ESU40, работающий в диапазоне от 20 Гц до 40 ГГц, и измерительная антенна Rohde&Schwartz HF907(рисунок 3.9б), предназначенная для работы в диапазоне частот от 0,8 до 18 ГГц.



а)



б)

Рисунок 3.9 – Проведение эксперимента по измерению ДН: а) измеряемая антенна на основе волновода с поперечными щелями в широкой стенке; б) измерительная антенна при снятии ДН антенны на основе волновода с продольной щелью в узкой стенке

3.3. Антенны на основе полых волноводов

Волновод с продольной щелью. Значение КСВ антенны на основе полого волновода с продольной щелью менее 2 практически во всем диапазоне частот от 7,5 до 16,5 ГГц (рисунок 3.10). Наименьшее значение КСВ приходится на участок от 8,8 до 10,5 ГГц и составляет менее 1,2. Данный интервал соответствует нижней части диапазона, рекомендованного для использования волноводов сечения 23 мм × 10 мм, то есть 8,2–12,4 ГГц [118].

Об излучении во внешнее пространство косвенно можно судить по значению коэффициента передачи S_{21} , полученного на основе таблицы данных прибора ZVA50 (рисунок 3.10): антенна достаточно равномерно излучает во всем рассматриваемом диапазоне частот, за исключением нескольких узких полос, уменьшение коэффициента передачи в которых обусловлено увеличением амплитуды отраженной от входа волны. Данный факт подтверждается соответствующим изменением коэффициента усиления, измеренного методом эталонной антенны, в качестве которой выступала антенна Rohde&Schwartz HF907, аналогичная передающей. Значения ее КУ были взяты из [120]. Результаты измерений представлены на рисунке 3.11. Для более наглядного отображения полученных тенденций экспериментальные значения были аппроксимированы полиномом второго порядка.

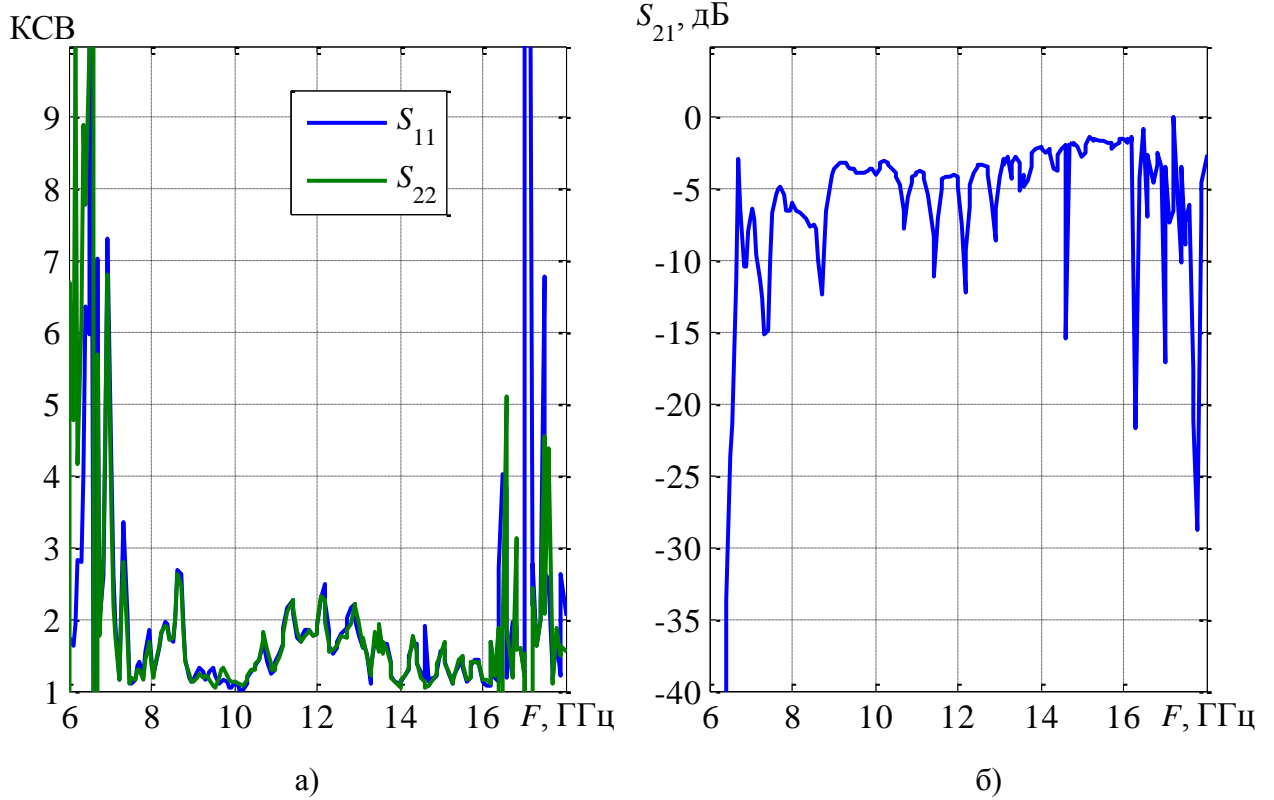


Рисунок 3.10 – Частотные зависимости элементов матрицы рассеяния антенны на основе полого волновода с продольной щелью: а) КСВ; б) проходная характеристика

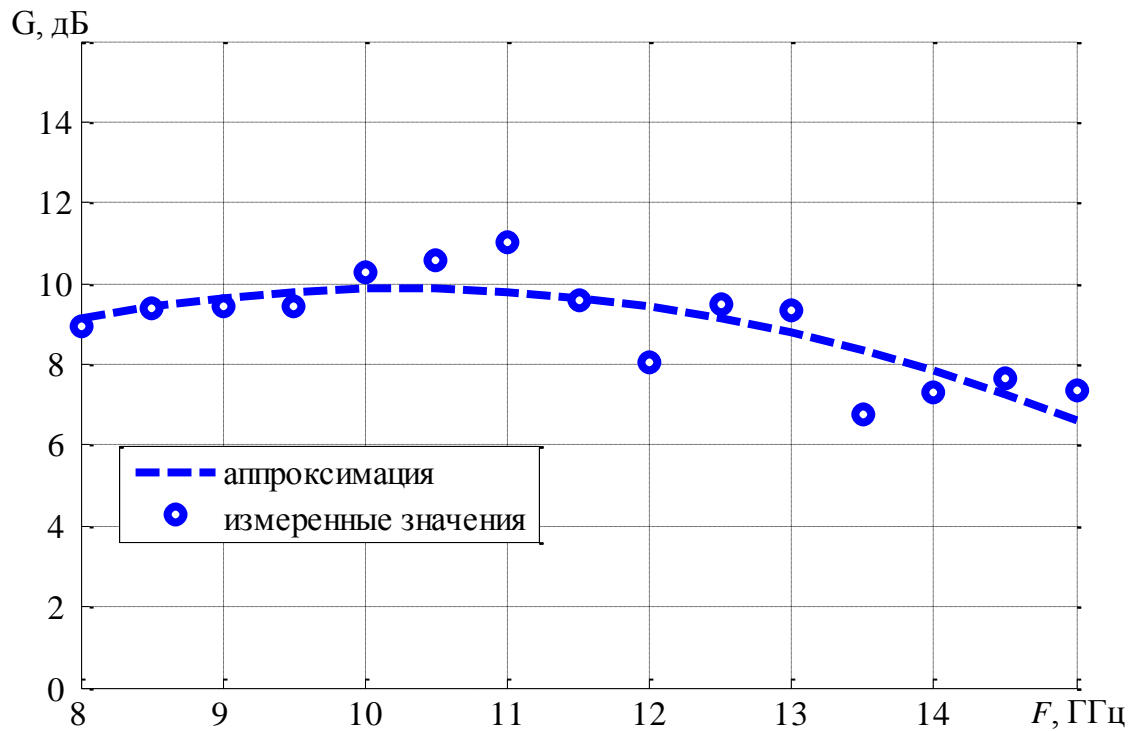


Рисунок 3.11 – Зависимость коэффициента усиления от частоты излучаемого поля для антенны на основе полого волновода с продольной щелью

Снижение КУ на более высоких частотах объясняется увеличением коэффициента замедления, наклоном главного максимума диаграммы направленности к оси антенны, уменьшением эффективной длины антенны и, соответственно, увеличением ширины ДН.

Нормированные ДН антенны вытекающих волн на основе полого волновода, полученные при помощи автоматизированной измерительной системы в условиях безэховой камеры, приведены на рисунке 3.12 для трех частот: 8, 10 и 12 ГГц. Направление -90° соответствует положению возбуждаемого порта, 90° – положению согласованной нагрузки. Диаграммы направленности имеют ярко выраженный максимум, наклон которого к нагрузке нелинейно увеличивается с ростом частоты излучаемого сигнала, что соответствует аналогичному увеличению значения коэффициента замедления и снижению фазовой скорости волны, распространяющейся в структуре.

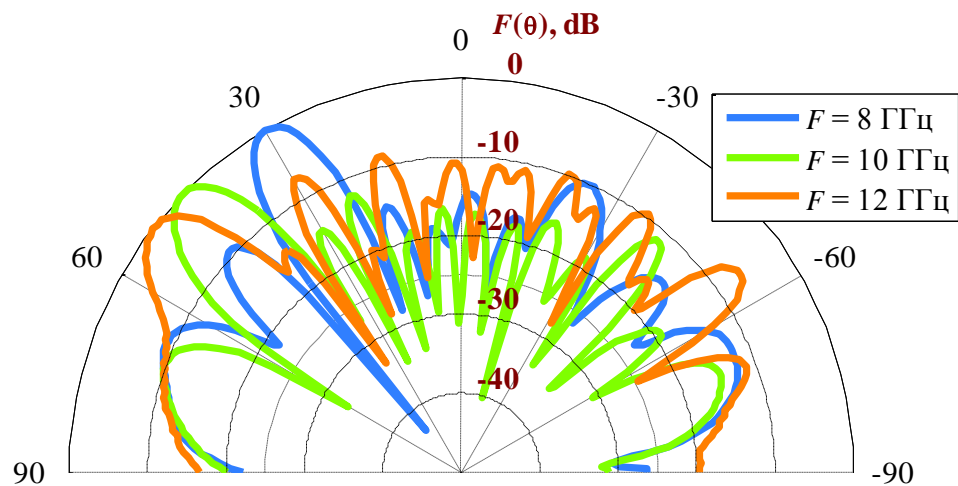


Рисунок 3.12 – Нормированная диаграмма направленности антенны вытекающих волн на основе полого волновода с продольной щелью в узкой стенке

На частоте 12 ГГц происходит «заплывание» нуля ДН между основным и первым боковым лепестком (ближним к оси антенны) за счет частичного отражения энергии от фланца и явления дифракции электромагнитной волны на его кромке. При этом положения максимумов (30° , 45° и 52°) совпадают с расчетными.

Волновод с поперечными щелями. Значение КСВ антенны на основе полого волновода составило менее 1,5 в диапазоне частот от 7,7 до 16,8 ГГц. (рисунок 3.13). Проходные характеристики S_{21} и S_{12} (рисунки 3.13 и 3.14) идентичны друг другу во всем исследуемом диапазоне частот. От критической частоты и до частоты 8,2 ГГц сигнал, подаваемый на вход 1, проходит на вход 2 без заметных потерь. Таким образом, излучение энергии во внешнее пространство на указанном интервале практически отсутствует. Начиная с частоты 8,2 ГГц, происходит уменьшение доли передаваемой мощности на вход 2, что косвенно позволяет судить об излучении щелевой структуры. Следует заметить, что значение 8,2 ГГц соответствует

крайней точке рекомендованного диапазона применения волноводов используемого сечения (8,2-12,4 ГГц) [118].

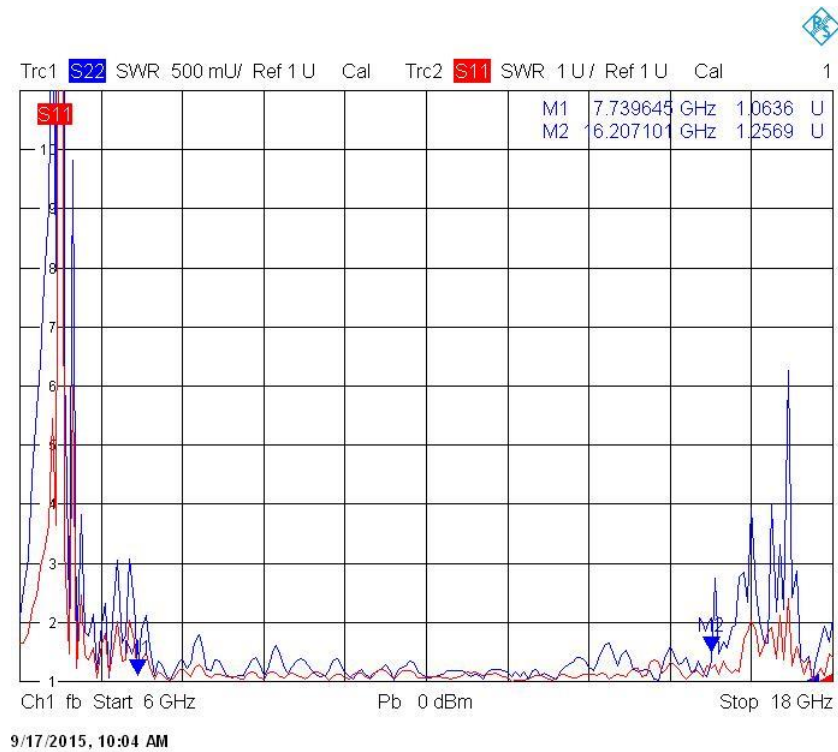


Рисунок 3.13 – Снимок экрана векторного анализатора цепей, показывающего КСВ опытного образца с поперечными щелями

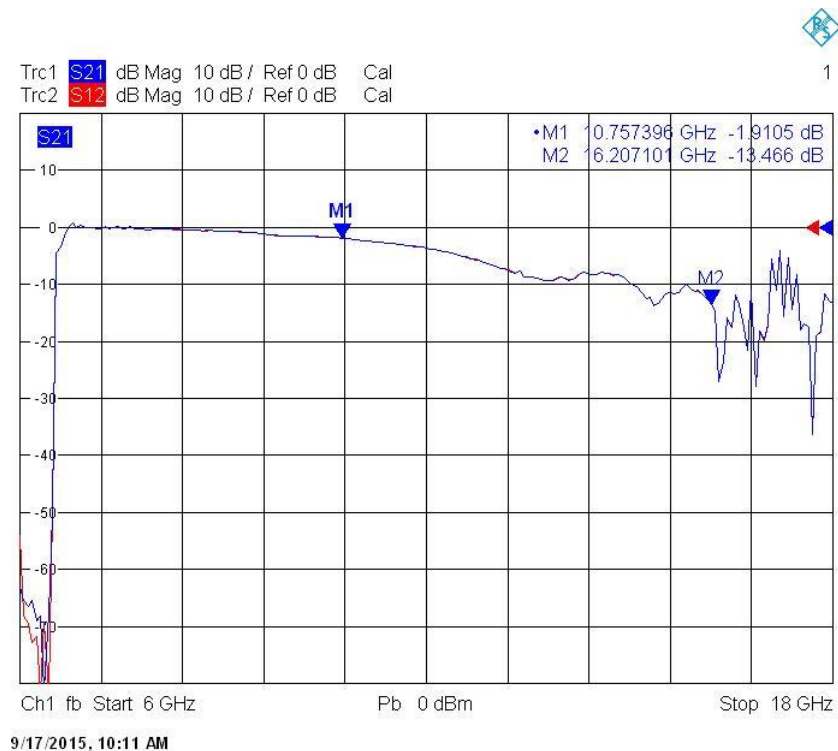


Рисунок 3.14 – Снимок экрана векторного анализатора цепей, показывающего проходные характеристики опытного образца с поперечными щелями

Увеличение излучаемой мощности с ростом частоты подтверждают и экспериментально снятые диаграммы направленности. На рисунке 3.15 приведена зависимость коэффициента усиления антенны от частоты излучаемого сигнала, полученная аналогично случаю волновода с продольной щелью методом эталонной антенны, а также аппроксимирующая ее кривая второго порядка. Прирост КУ в направлении главного максимума в диапазоне частот от 8 до 13 ГГц обусловлен одновременным увеличением мощности излучения (рисунок 3.13) и коэффициента направленного действия, аналитический расчет которого можно провести в соответствии с [105] как $D = 2L_A/\lambda$.

Искажение зависимости КУ в диапазоне от 13 до 15 ГГц происходит в результате снижения фазовой скорости возбуждения и работы антенны в режиме излучения, близком к осевому, когда вытекающая через щели мощность частично отражается от металлического фланца. Большой диапазон изменения коэффициента усиления по сравнению с волноводом с продольной щелью объясняется выраженной частотной зависимостью КУ одиночного щелевого излучателя.

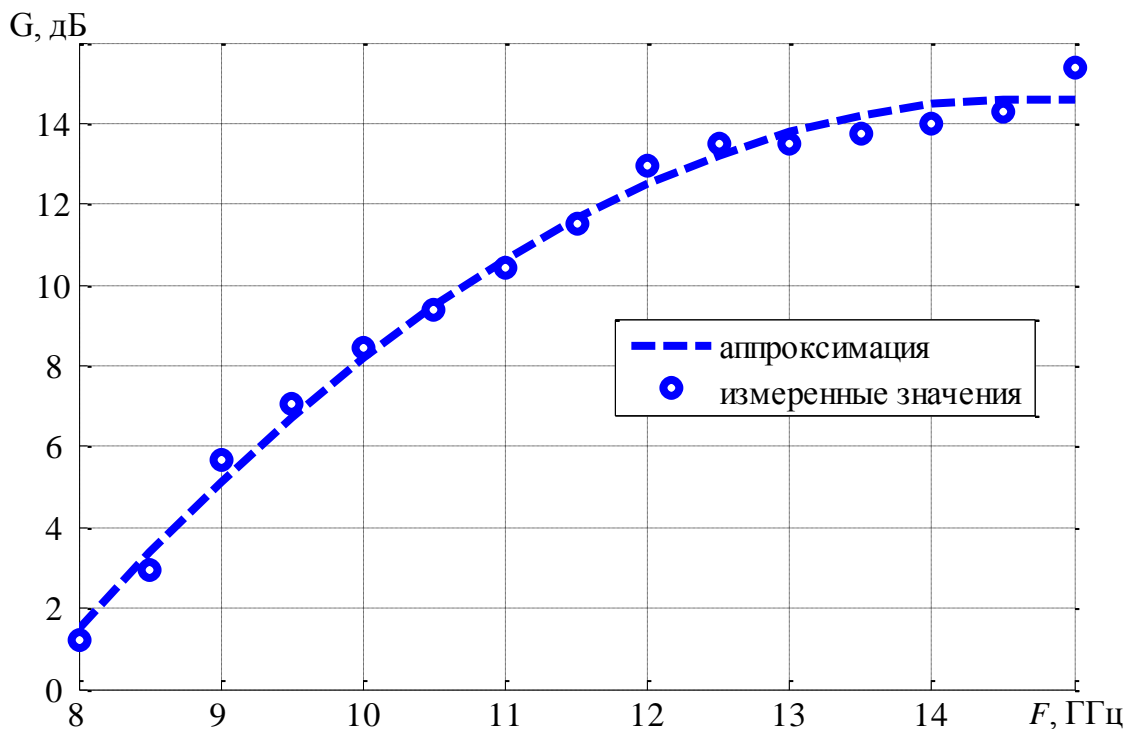


Рисунок 3.15 – Зависимость КУ антенны на основе волновода с поперечными щелями от частоты излучаемого сигнала

Экспериментально полученные в условиях безэховой камеры ДН волновода с поперечными щелями приведены на рисунке 3.16 для трех частот: 8, 10 и 12 ГГц. В диаграммах направленности отчетливо наблюдается наличие одного главного максимума, который с ростом

частоты излучаемого сигнала смещается к оси антенны в сторону нагрузки (90° на рисунке 3.16). Данное изменение говорит о росте коэффициента замедления рассматриваемой структуры, что хорошо согласуется с данными рисунков 2.4–2.7.

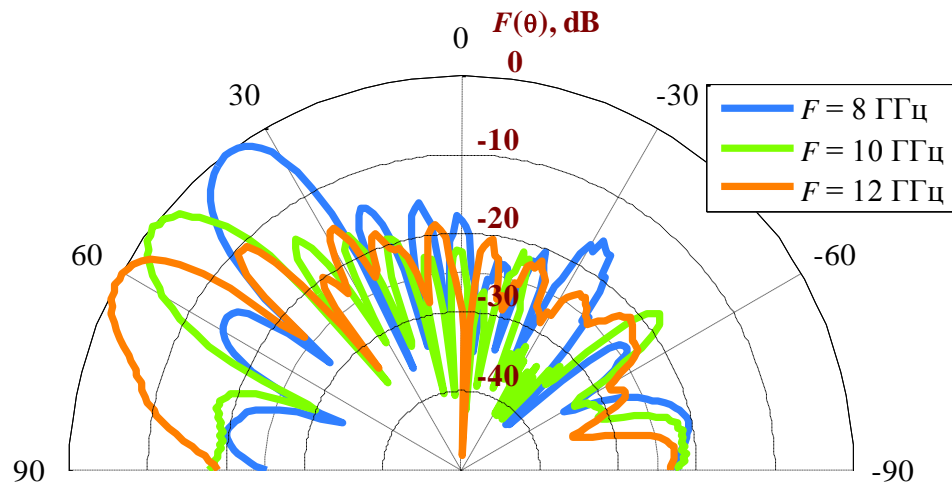


Рисунок 3.16 – Нормированные ДН антенны на основе полого волновода с поперечными щелями в широкой стенке

На частоте 12 ГГц форма основного лепестка незначительно искажается с одной из сторон, что может быть объяснено частичным перекрытием луча (основного или бокового) металлическим фланцем и явлением дифракции электромагнитной волны на его кромке. При этом положения максимумов (37° , 52° и 62°), рассчитываемые как арксинус коэффициента замедления, совпадают с теоретически ожидаемыми.

3.4. Антенны на основе частично заполненных волноводов

Для реализации поперечно неоднородной структуры прямоугольного волновода были использованы вырезанные из листов толщиной 2 мм пластины диэлектрика. В качестве последнего произвольным образом были выбраны фторопласт и ПКТ-5 (поликарбонат, наполненный двуокисью титана), имеющие относительные диэлектрические проницаемости, равные 2 и 5 соответственно.

При проведении экспериментов по определению значений элементов матриц рассеяния и измерению диаграмм направленности частичное заполнение волновода диэлектриком было реализовано на всей длине исследуемого образца, а не только в области излучения. Сделано это было для того, чтобы минимизировать возмущение поля при переходе от закрытого волновода к волноводу со щелями. Дополнительно, торцы диэлектрических пластин были скошены под углом 45° для уменьшения отражения от них бегущей волны и, соответственно, сохранения КСВ антенны на допустимом уровне.

Указанные диэлектрики поочередно прижимались к одной из стенок волновода посредством отрезков пенопласта (рисунок 3.17), диэлектрическая проницаемость которого близка к единице (то есть к проницаемости воздуха). Для каждого диэлектрика были рассмотрены случаи единичной и удвоенной толщины, (2 и 4 мм), при расположении у противоположной стенки от щелей, непосредственно у стенки со щелями и в качестве защитного слоя. Таким образом, всего было рассмотрено восемь вариантов поперечного сечения структуры для каждого образца.



Рисунок 3.17 – Практическая реализация частично заполненных волноводов

Волновод с продольной щелью. На рисунке 3.18 показаны нормированные ДН антенны вытекающих волн на основе волновода с продольной щелью, частично заполненного фторопластом. Здесь и далее все экспериментальные ДН представлены для средней частоты рекомендуемого диапазона использования волновода с сечением 23 мм × 10 мм, равной 10 ГГц; с целью повышения компактности легенды нижние индексы, обозначающие положение слоя внутри волновода, опущены. Изменение толщины диэлектрика d с 2 до 4 мм приблизительно соответствует изменению отношения d_d/a на рисунке 2.19 в диапазоне от 0,1 до 0,2. Согласно рисунку 2.19 при указанных толщинах изменение положения ДН будет более заметным при расположении диэлектрика у стенки без щели. Данные, представленные на рисунке 3.18, это подтверждают. Характер зависимостей сохраняется и при изменении частоты (рисунок 3.19). Для большей наглядности экспериментальные данные аппроксимированы полиномом второй степени.

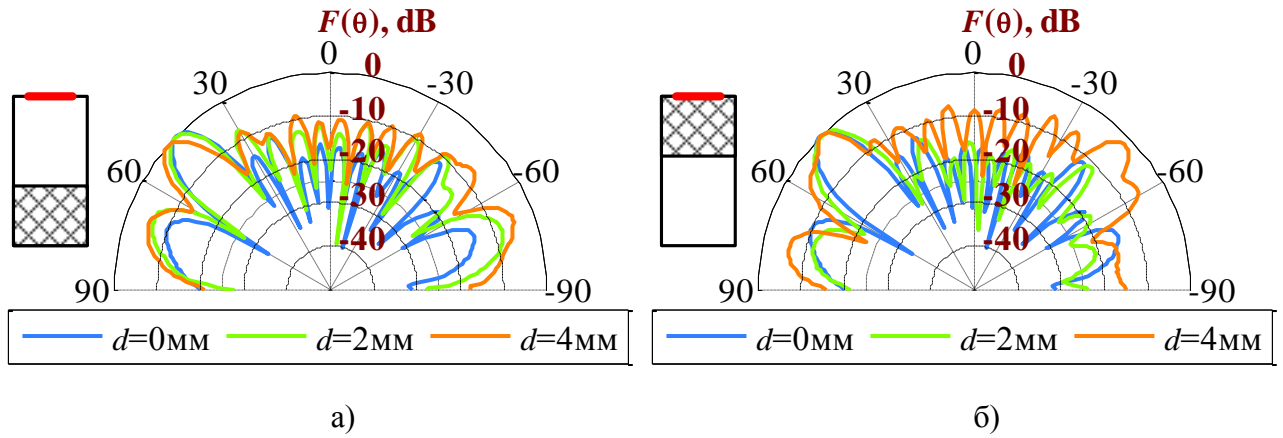


Рисунок 3.18 – ДН прямоугольного волновода с продольной щелью, частично заполненного фторопластом ($\epsilon = 2$): а) диэлектрик у противоположной стенки от щели; б) диэлектрик у щели

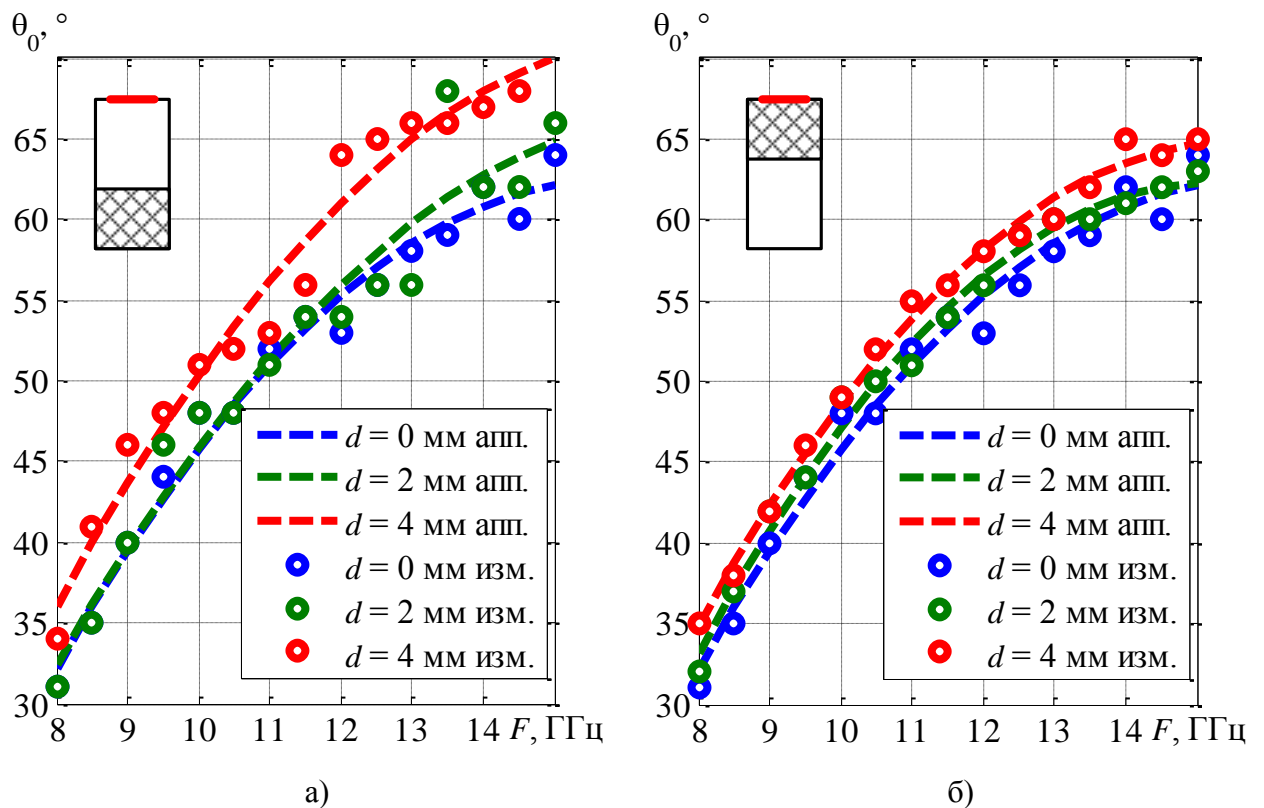


Рисунок 3.19 – Экспериментальная зависимость положения главного максимума ДН волновода с продольной щелью, частично заполненного фторопластом толщиной d : а) диэлектрик у противоположной стенки от щели; б) диэлектрик у щели

Независимо от расположения диэлектрического слоя внутри волновода происходит замедление фазовой скорости волны, распространяющейся вдоль рассматриваемой структуры, и увеличение наклона диаграммы направленности. Поскольку толщина используемых диэлектриков мала относительно широкой стенки волновода, описанные выше изменения незначительны, и проявляются они заметнее при расположении диэлектрика у узкой стенки, не

имеющей щели. При этом в общем случае наблюдается уменьшение КУ, которое можно отследить по отраженным на рисунке 3.20 экспериментальным кривым, построенным методом скользящей средней. Данные результаты подтверждаются соответствующим изменением зависимостей коэффициента передачи на исследуемой частоте 10 ГГц (рисунок 3.21).

На рисунке 3.22 показаны экспериментальные нормированные диаграммы направленности для антенны вытекающих волн на основе волновода, заполненного ПКТ-5 ($\epsilon = 5$). При их рассмотрении замечаются те же тенденции, что и при рассмотрении антенны на основе волновода с фторопластом, а именно: с ростом степени заполнения волновода диэлектриком происходит увеличение наклона основного лепестка ДН, проявляющееся отчетливее при расположении диэлектрика у стенки, противоположной от щели.

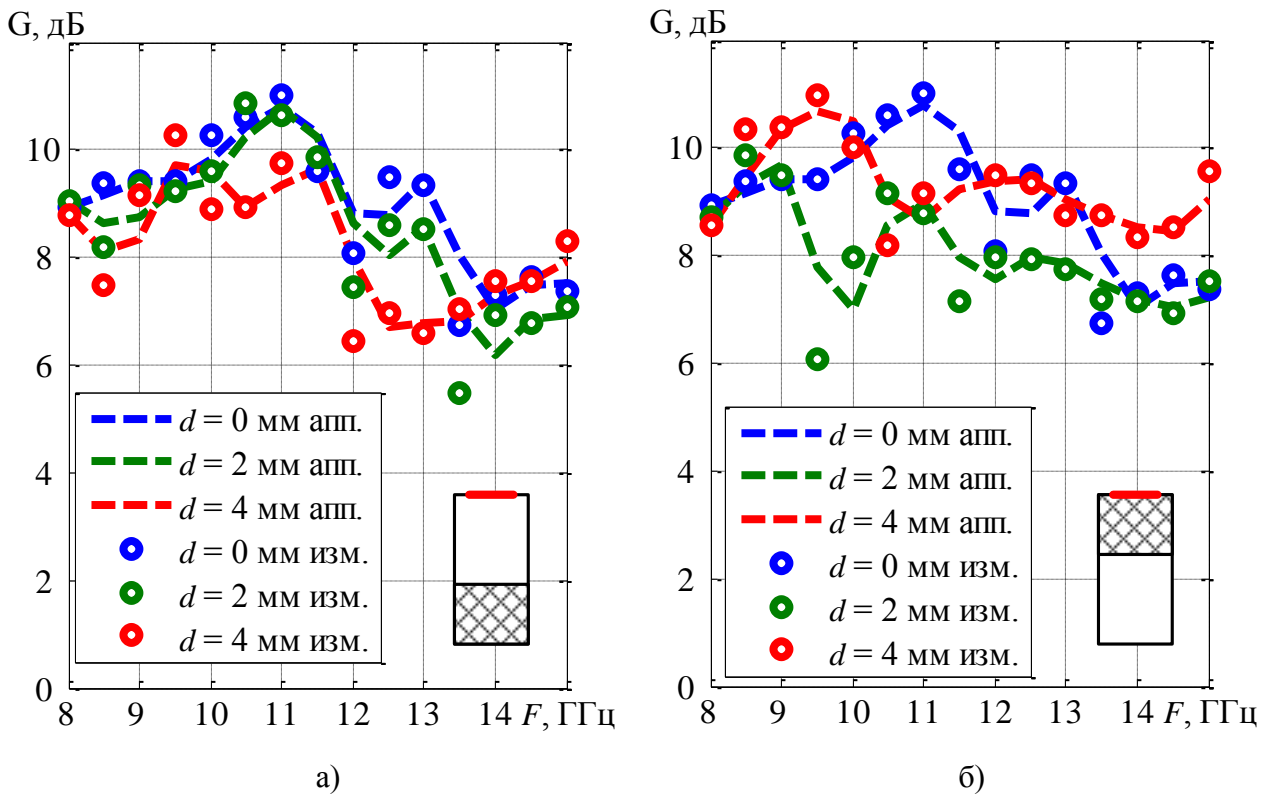


Рисунок 3.20 – КУ прямоугольного волновода с продольной щелью, частично заполненного фторопластом: а) диэлектрик у противоположной стенки от щели; б) диэлектрик у щели

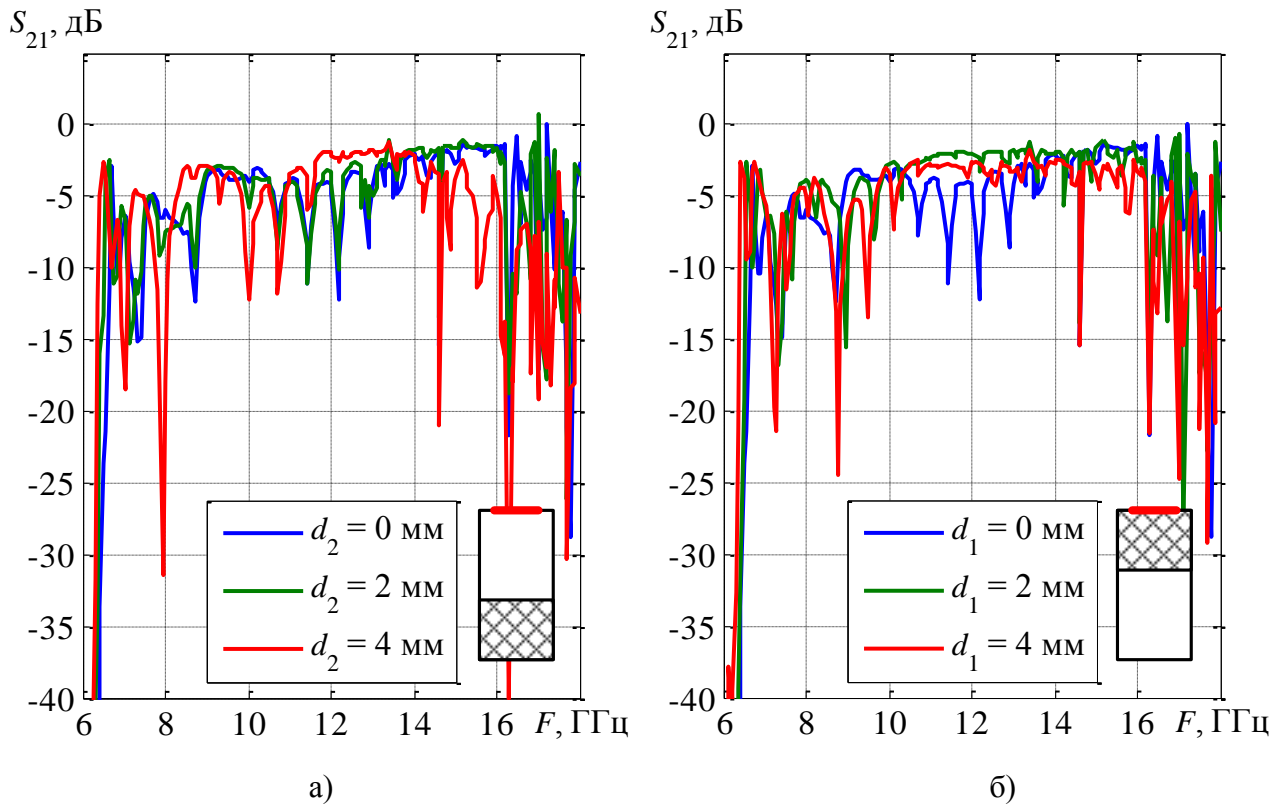


Рисунок 3.21 – Передаточные характеристики частично заполненного фторопластом прямоугольного волновода с продольной щелью: а) диэлектрик у стенки, противоположной от щели; б) диэлектрик у стенки со щелью

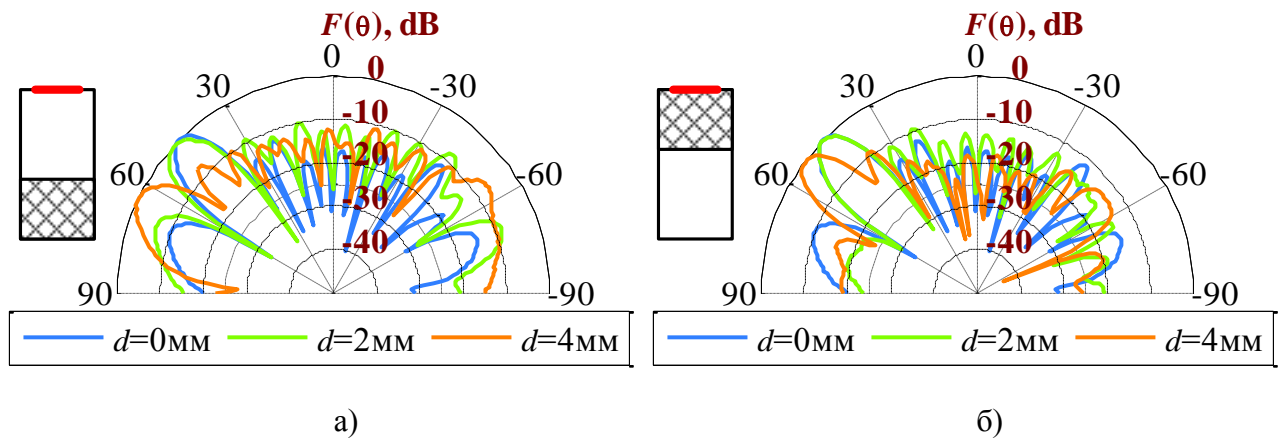


Рисунок 3.22 – ДН прямоугольного волновода с продольной щелью, частично заполненного ПКТ-5 ($\epsilon = 5$): а) диэлектрик у противоположной стенки от щели; б) диэлектрик у щели

При увеличении диэлектрической проницаемости пластины внутри волновода до 5, описанные тенденции становятся более отчетливыми. Например, возрастает наклон диаграммы направленности по сравнению со случаем частичного заполнения волновода фторопластом, а также увеличивается относительное изменение наклона при удвоении толщины диэлектрика (рисунок 3.23), которое более выражено при расположении диэлектрической пластины у узкой

стенки, не имеющей щели. Видно, что при использовании диэлектрика толщиной 4 мм, на частоте 11 ГГц главный лепесток ДН начинает выходить за границу области видимости, и первый боковой лепесток становится соизмерим с ним по уровню, а при дальнейшем увеличении частоты становится главным.

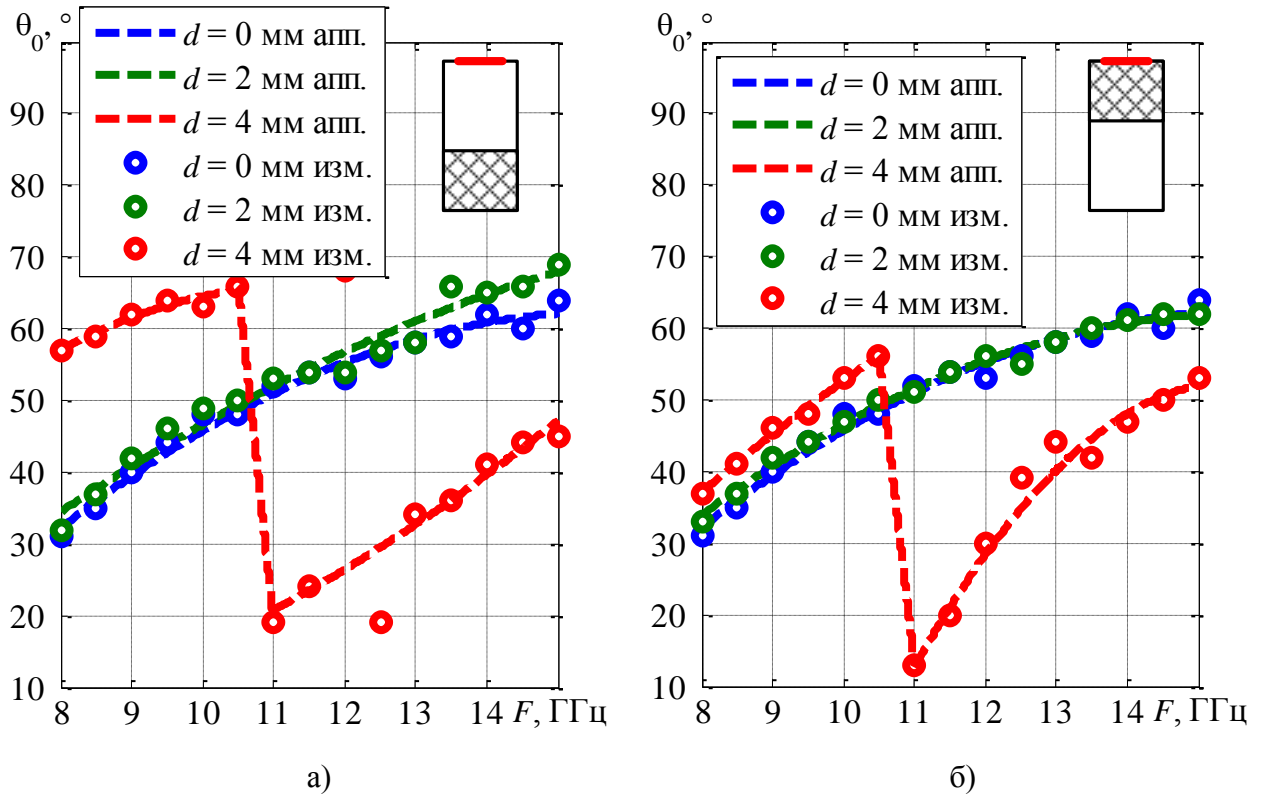


Рисунок 3.23 – Частотная зависимость положения главного максимума ДН волновода с продольной щелью, частично заполненного ПКТ–5 ($\epsilon = 5$): а) диэлектрик у противоположной стенки от щели; б) диэлектрик у щели

Экспериментально полученные дисперсионные характеристики для описанных выше ситуаций имеют хорошее соответствие предварительным расчетам (рисунок 3.24), в особенности в диапазоне от 7,5–8 ГГц.

Постоянная распространения в области закрытого слоистого волновода была найдена в соответствии с дисперсионным уравнением, предложенным в [121]. Как было описано выше, расхождение характеристик на более низких частотах объясняется протеканием переходных процессов в образце при переходе волны между двумя направляющими структурами, имеющими разные критические длины волн, что достаточно трудно предсказать теоретически.

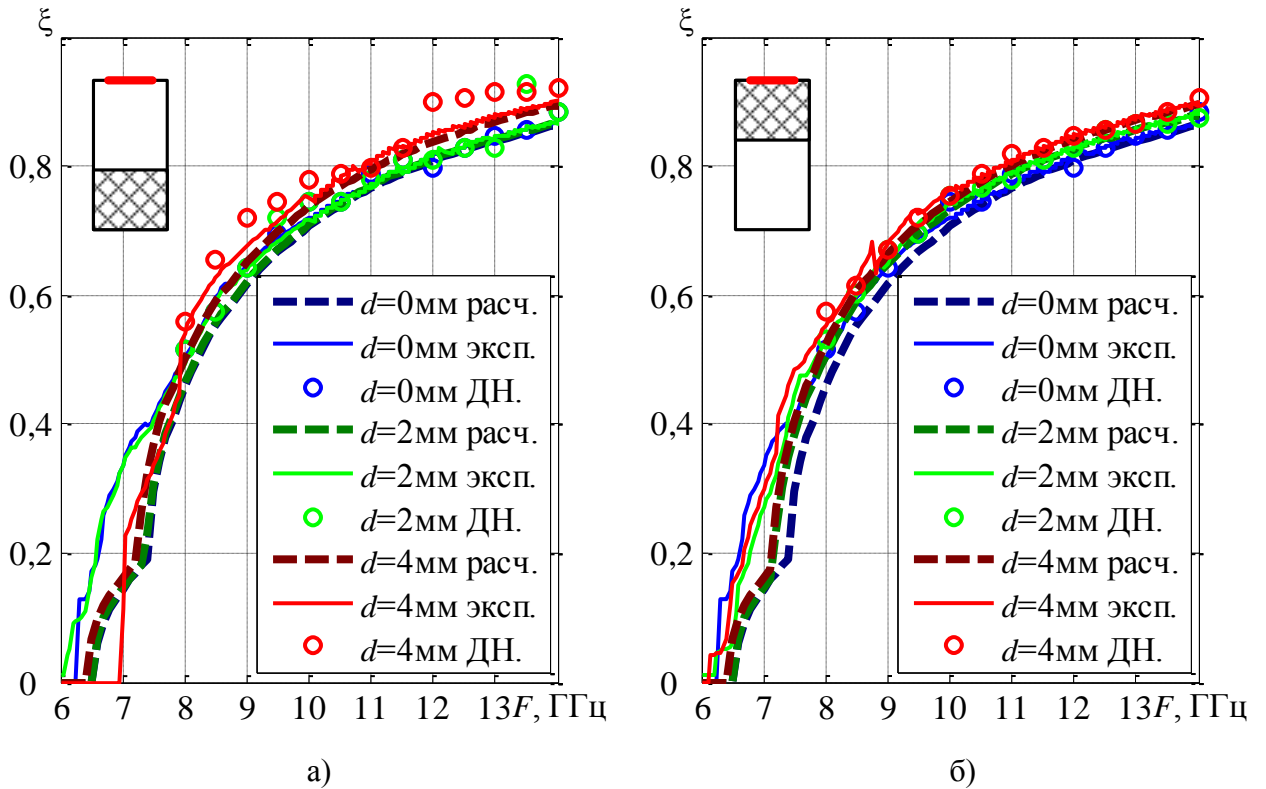


Рисунок 3.24 – Сравнение расчетных и экспериментальных дисперсионных кривых для прямоугольного волновода с продольной щелью, частично заполненного фторопластом:

а) диэлектрик у противоположной стенки от щели; б) диэлектрик у щели

Волновод с поперечными щелями. В отличие от волноводов с продольной щелью в данном случае законы изменения параметров ДН понятны интуитивно: чем больше частота сигнала или толщина диэлектрика, тем больше значение коэффициента замедления и тем больше наклон главного максимума ДН (рисунок 3.25), что соответствует графику зависимости коэффициента замедления на рисунке 2.18.

Экспериментально полученные углочастотные характеристики исследуемой антенны кусочно аппроксимированы полиномами второй степени. Резкие изменения представленных графиков (например, при толщине фторопластовой пластины $d = 4$ мм независимо от положения) объясняются переходом системы в режим замедления, когда $\xi > 1$. В данном случае главный максимум начинает выходить за границу области реальных углов, и его видимая часть уступает по уровню первому боковому лепестку. Второе резкое изменение говорит о преобладании уровня второго бокового лепестка над первым, и т.д. Во многом этим же определяется наличие экстремумов в частотных зависимостях коэффициента усиления при тех же параметрах заполнения (рисунок 3.26).

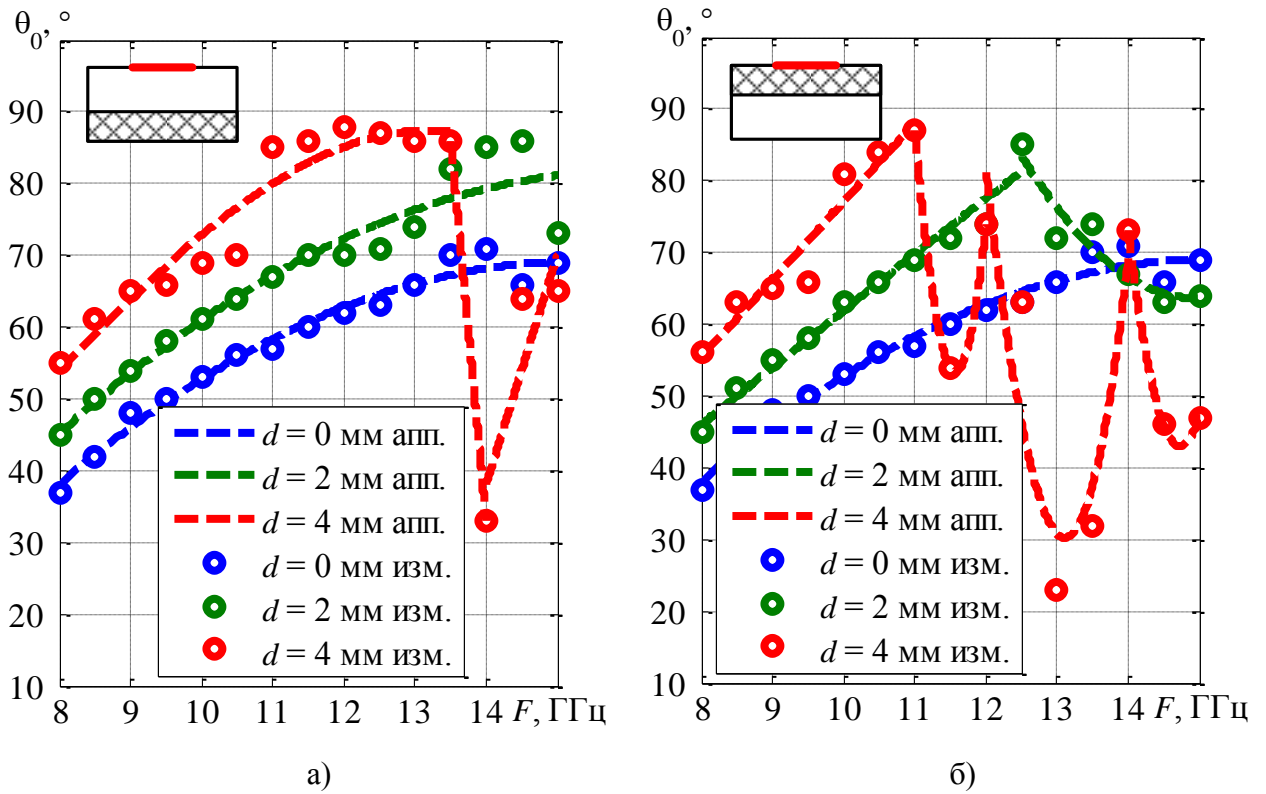


Рисунок 3.25 – Частотная зависимость положения главного максимума ДН волновода с поперечными щелями, частично заполненного фторопластом ($\epsilon = 2$): а) диэлектрик у противоположной стенки от щелей; б) диэлектрик у щелей

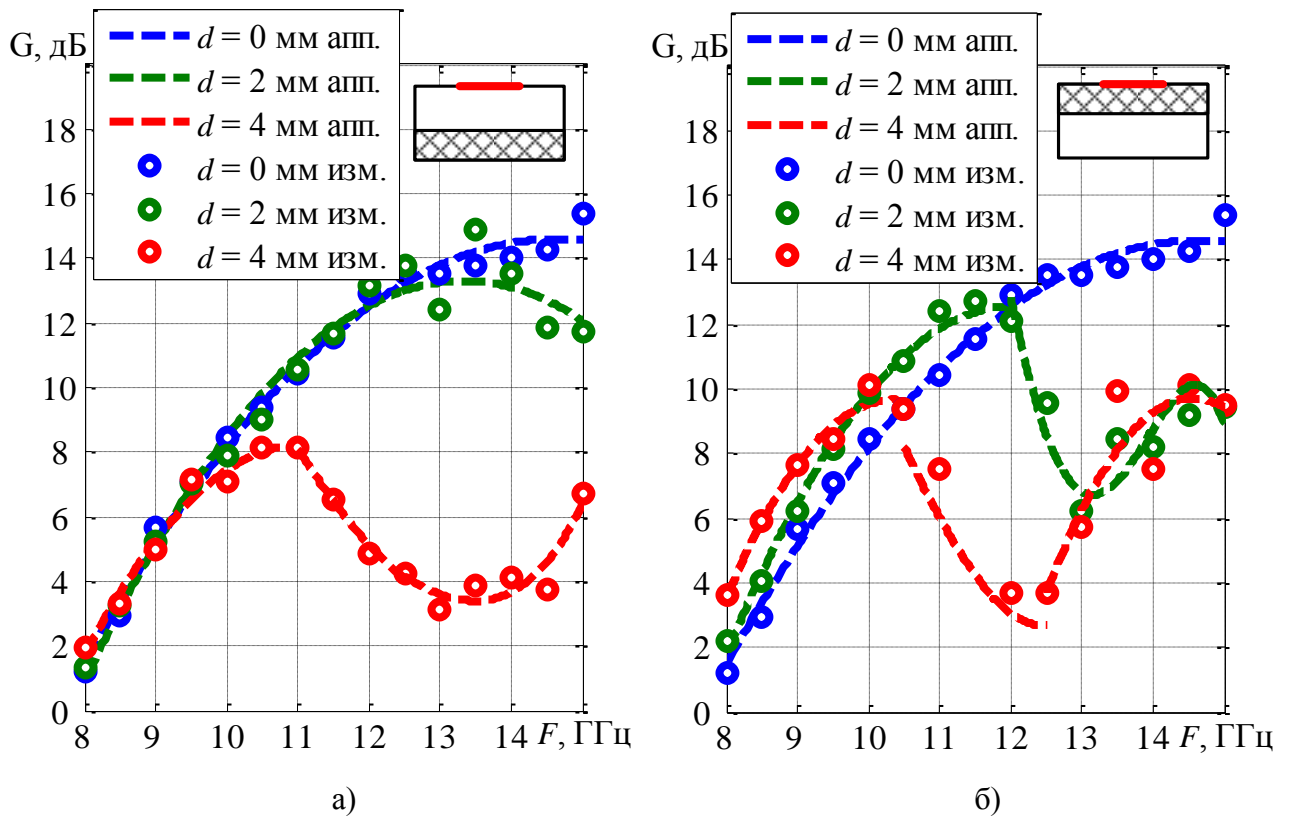


Рисунок 3.26 – КУ волновода с поперечными щелями, частично заполненного фторопластом ($\epsilon = 2$): а) диэлектрик у противоположной стенки от щелей; б) диэлектрик у щелей

На рисунке 3.27 представлены ДН частично заполненного фторопластом прямоугольного волновода с поперечными щелями в широкой стенке на частоте 10 ГГц. Независимо от расположения диэлектрического слоя внутри волновода происходит замедление фазовой скорости распространения волны внутри волновода и наклон основного лепестка диаграммы направленности относительно случая с полым волноводом. Наклон тем сильнее, чем больше степень заполнения волновода диэлектриком. При наличии диэлектрика малой толщины (2 мм) его положение практически не сказывается на характеристиках антенны, и в обоих случаях положение главного максимума составляет 61° .

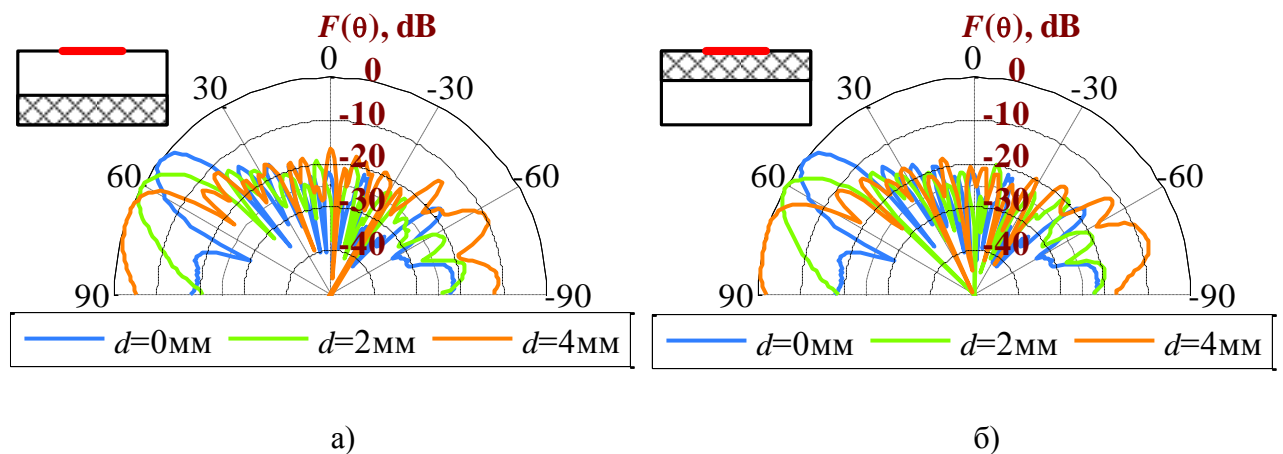


Рисунок 3.27 – ДН прямоугольного волновода с поперечными щелями, частично заполненного фторопластом ($\epsilon = 2$): а) диэлектрик у противоположной стенки от щелей; б) диэлектрик у щелей

С ростом степени заполнения волновода диэлектриком наблюдается различие в фазовых скоростях распространяющихся волн, и, как это было предсказано предварительным расчетом, при расположении слоя фторопласта непосредственно у щелей наклон основного лепестка ДН оказывается больше, нежели при расположении фторопласта у противоположной стенки: 71° против 68° .

В случае, когда диэлектрическая пластина малой толщины находится у противоположной стенки от щелей, КУ антенны практически не меняется. Увеличение степени заполнения приводит к снижению КУ до 9 дБ в верхней половине рабочего диапазона частот. При расположении диэлектрика в непосредственной близости со щелями КУ не обладает столь резкой зависимостью от толщины и даже имеет увеличение до 3дБ в низкочастотной области рабочего диапазона. Результаты подтверждаются соответствующим изменением передаточных характеристик на частоте 10 ГГц (рисунок 3.28).

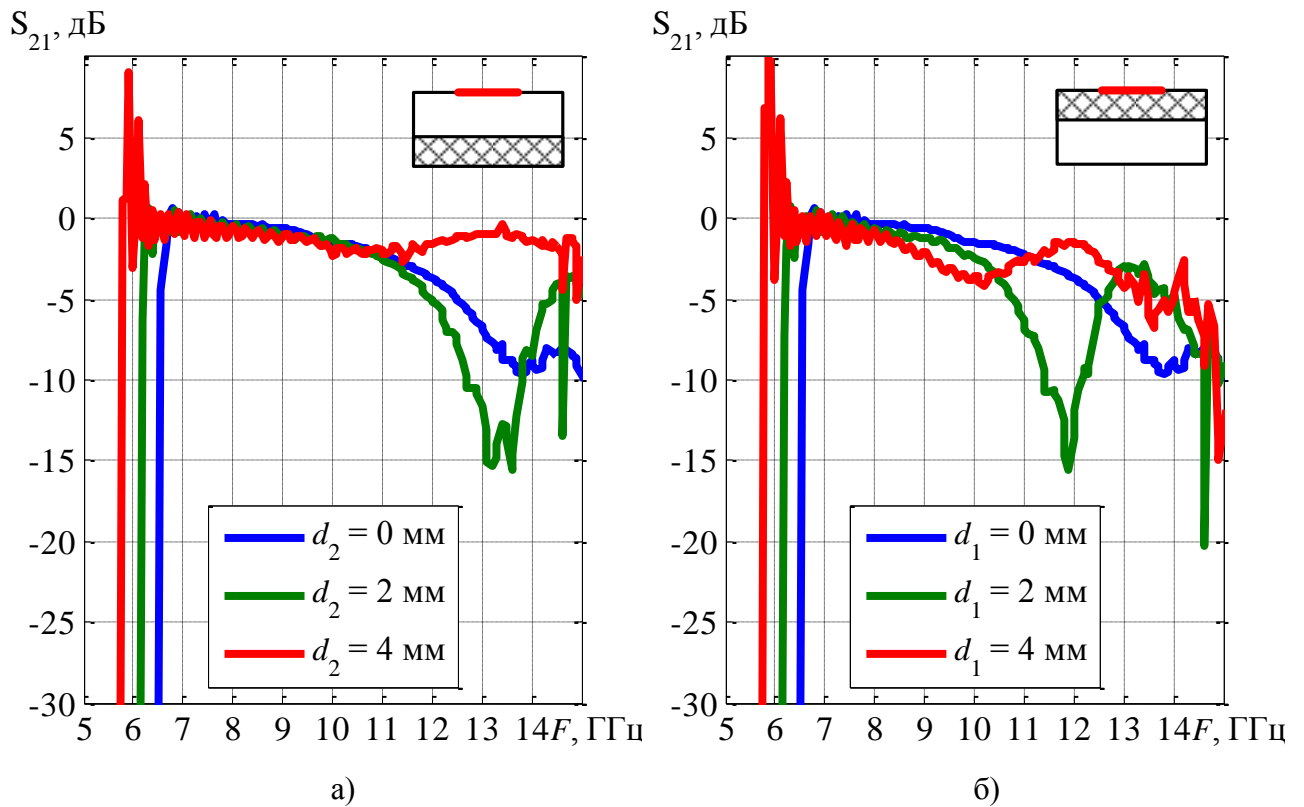


Рисунок 3.28 – Передаточные характеристики антенны на основе частично заполненного фторопластом прямоугольного волновода с поперечными щелями: а) диэлектрик у противоположной стенки от щелей; б) диэлектрик у щелей

С ростом диэлектрической проницаемости вставки возрастает наклон диаграммы направленности и замедление фазовой скорости, которое проявляется сильнее при расположении диэлектрической пластины в непосредственной близости со щелями. На рисунке 3.29 показаны экспериментальные диаграммы направленности для антенны, заполненной материалом ПКТ-5 ($\epsilon = 5$). Данные диаграммы отчетливо демонстрируют случаи сильнейшего замедления волны внутри структуры, которое в трех из четырех рассматриваемых случаев приводит к выходу главного максимума за границу области видимости и существенному росту уровня боковых лепестков. Таким образом, наибольшее замедление происходит при расположении ПКТ-5 у стенки со щелями.

Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретически ожидаемыми (рисунки 3.30–3.31), в особенности при малых значениях диэлектрической проницаемости. Различия, возникающие при бóльших значениях, объясняются слишком высокой крутизной дисперсионной характеристики и недостаточным шагом по частоте при экспериментальном измерении коэффициента передачи, что не позволяет корректно отслеживать резкое изменение его фазы. Хаотичное положение точек, пересчитанных исходя из

параметров диаграммы направленности, является следствием выхода главного лепестка за границу области видимости.

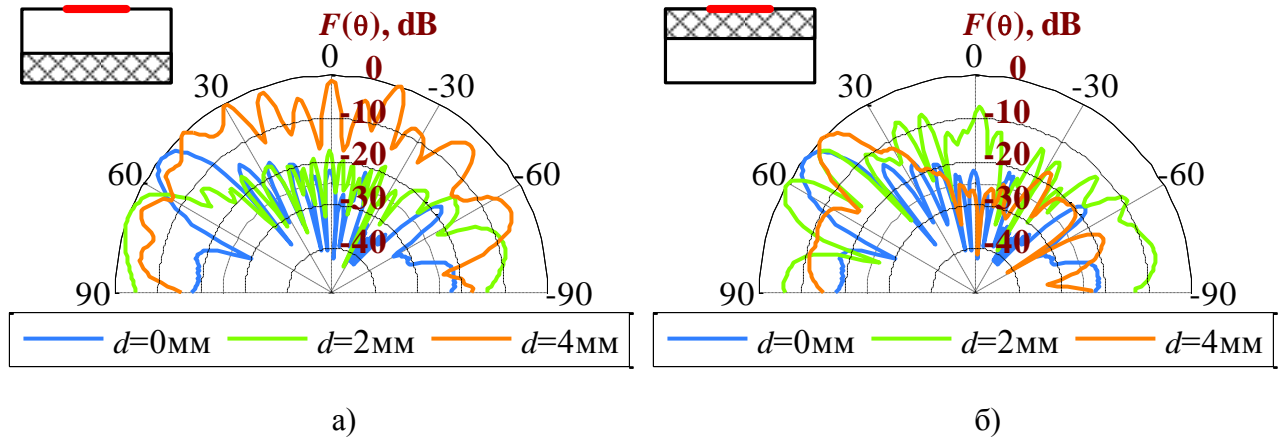


Рисунок 3.29 – ДН прямоугольного волновода с поперечными щелями, частично заполненного ПКТ-5 ($\epsilon = 5$): а) диэлектрик у противоположной стенки от щелей; б) диэлектрик у щелей

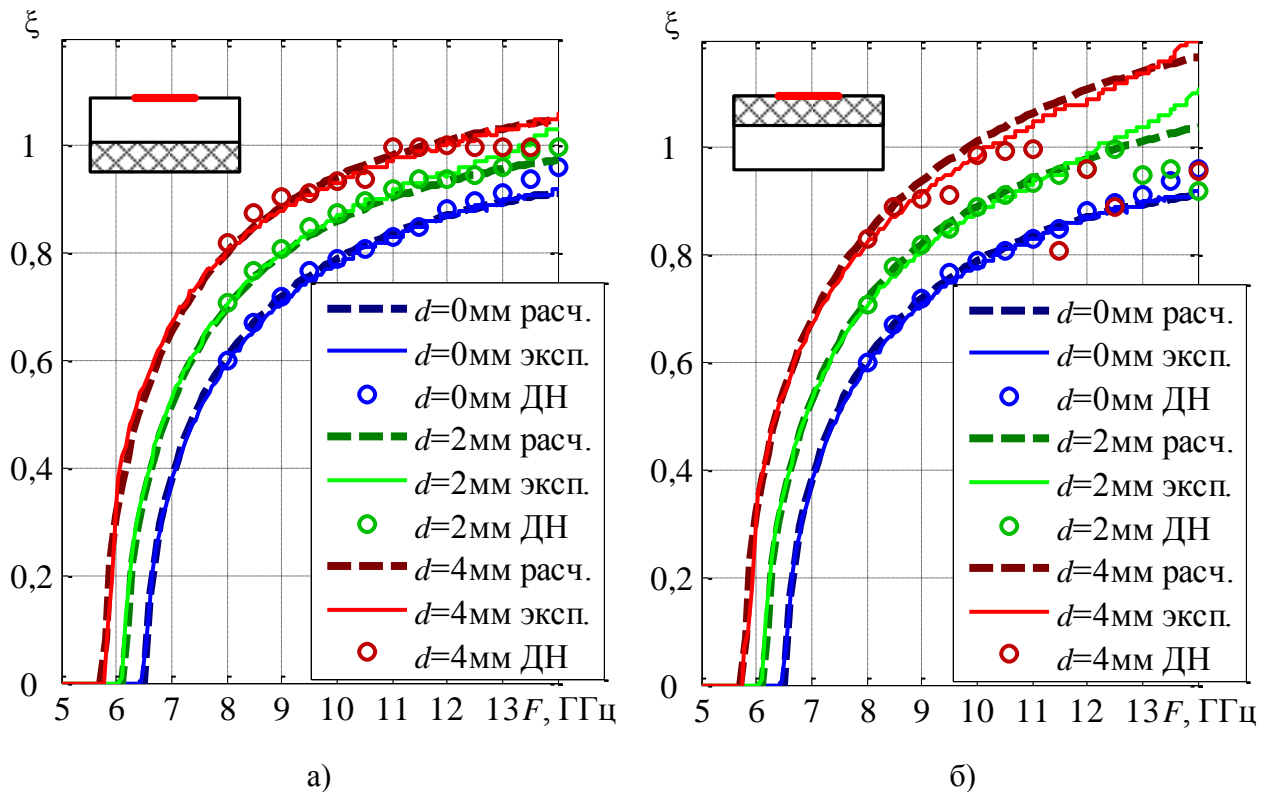


Рисунок 3.30 – Сравнение расчетных и экспериментальных дисперсионных кривых для прямоугольного волновода с поперечными щелями, частично заполненного фторопластом: а) диэлектрик у противоположной стенки от щелей; б) диэлектрик у щелей

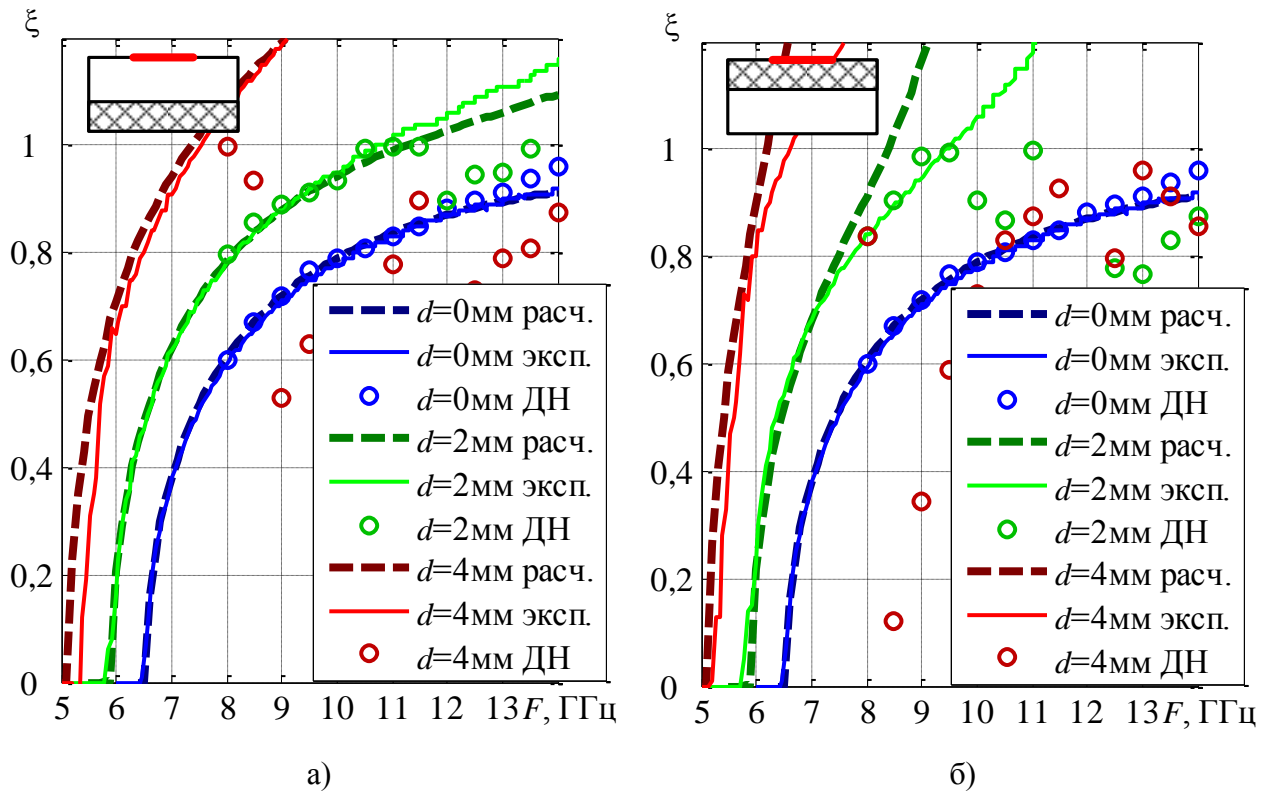


Рисунок 3.31 – Сравнение расчетных и экспериментальных дисперсионных кривых для прямоугольного волновода с поперечными щелями, частично заполненного ПКТ-5:

а) диэлектрик у противоположной стенки от щелей; б) диэлектрик у щелей

3.5. Антенны на основе волноводов с укрытием

Применяемые методики проведения экспериментальных измерений характеристик антенн с укрытием ничем не отличается от аналогичных методик для антенн на основе многослойных волноводов. В качестве защитного слоя поочередно были использованы те же диэлектрические пластины из фторопласта и поликарбоната толщиной по 2 мм, которые прижимались с внешней стороны волноводов при помощи радиопрозрачной пленки.

Волновод с продольной щелью. Стоит заметить, что при введении в структуру антенны защитного слоя, ее согласование с линией питания значительно улучшается по сравнению со случаем полого волновода (рисунок 3.32). Данное улучшение наблюдается тем отчетливее, чем выше значение толщины и диэлектрической проницаемости используемых диэлектриков.

Соответствующее улучшение заметно и в графиках коэффициента передачи (рисунок 3.33). Хорошее согласование приводит к повышению уровня сигнала, проходящего на выход 2. Зависимости коэффициента усиления от частоты излучаемого сигнала (рисунок 3.34) также подтверждают поведение кривых S -параметров.

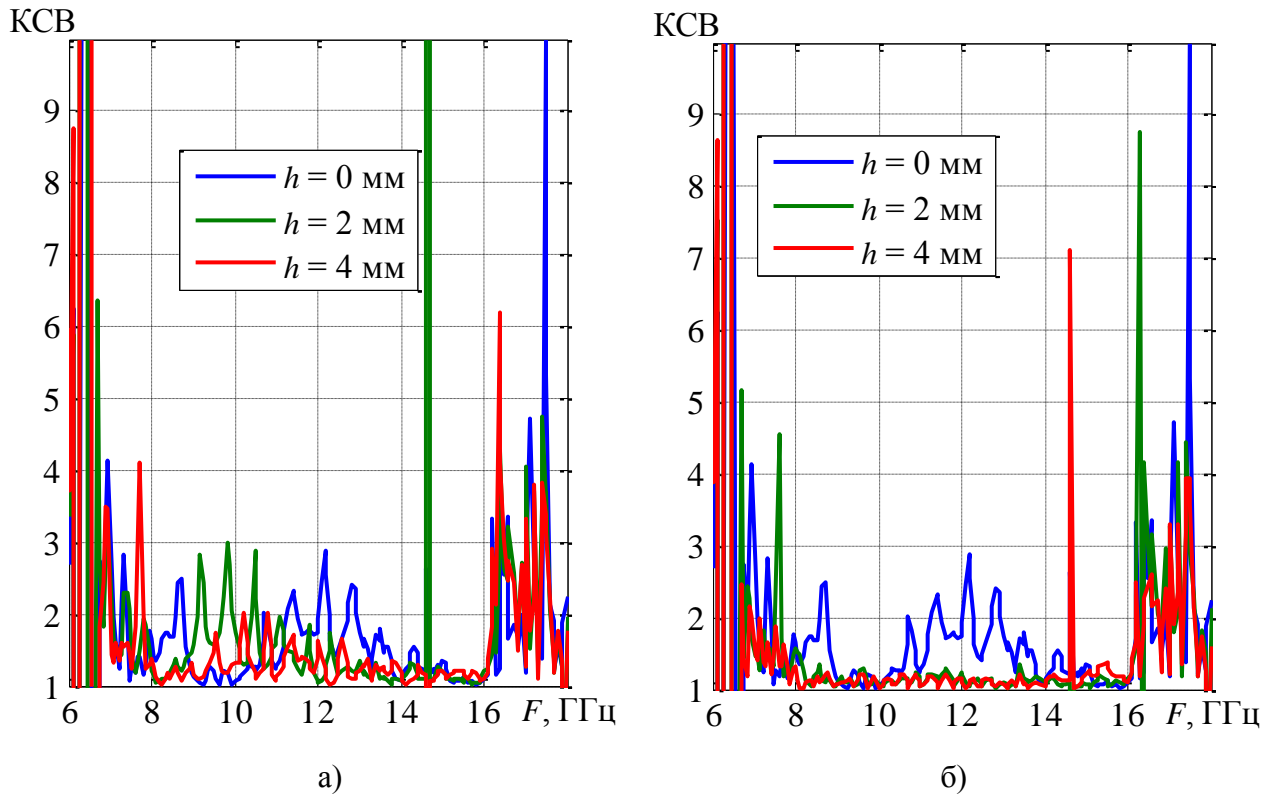


Рисунок 3.32 – КСВ антенны вытекающих волн на основе прямоугольного волновода с продольной щелью и укрытием из: а) фторопласта; б) ПКТ-5

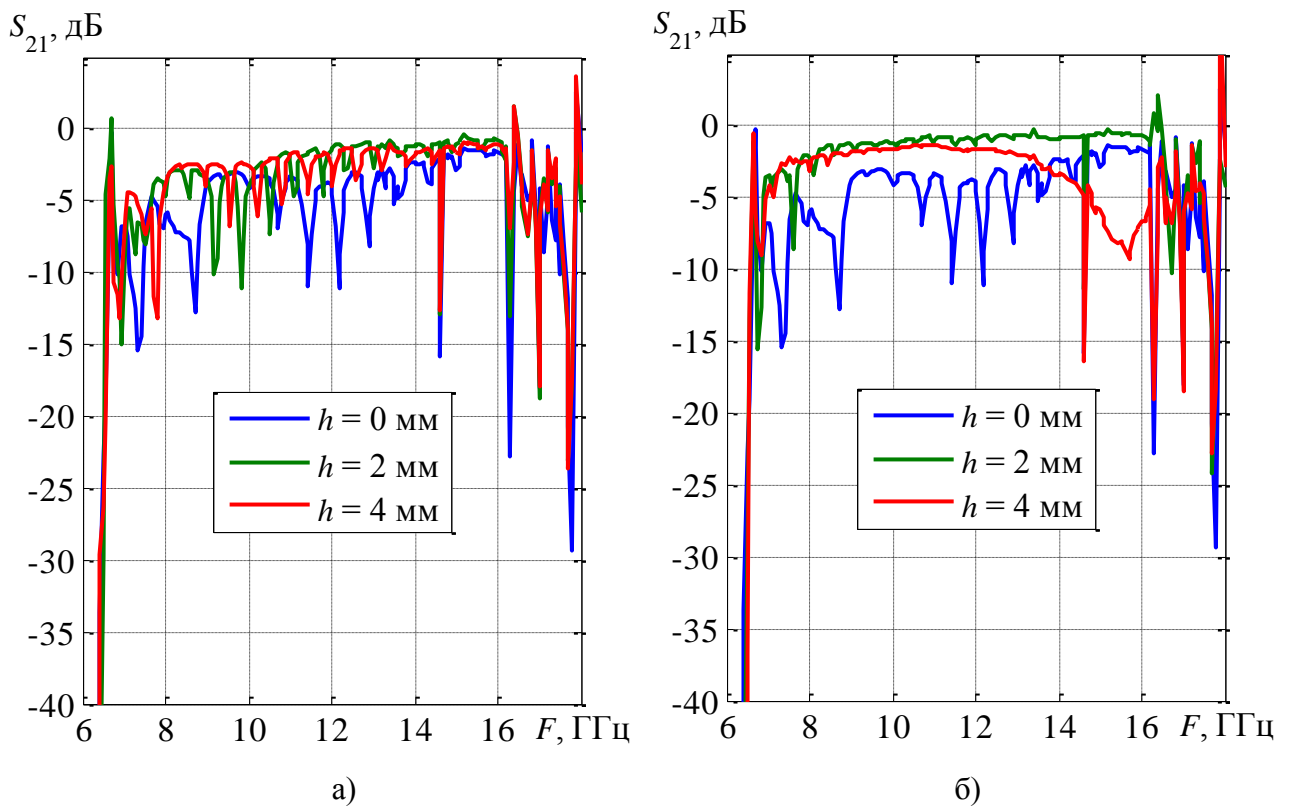


Рисунок 3.33 – Передаточные характеристики антенны вытекающих волн на основе прямоугольного волновода с продольной щелью и укрытием из: а) фторопласта; б) ПКТ-5

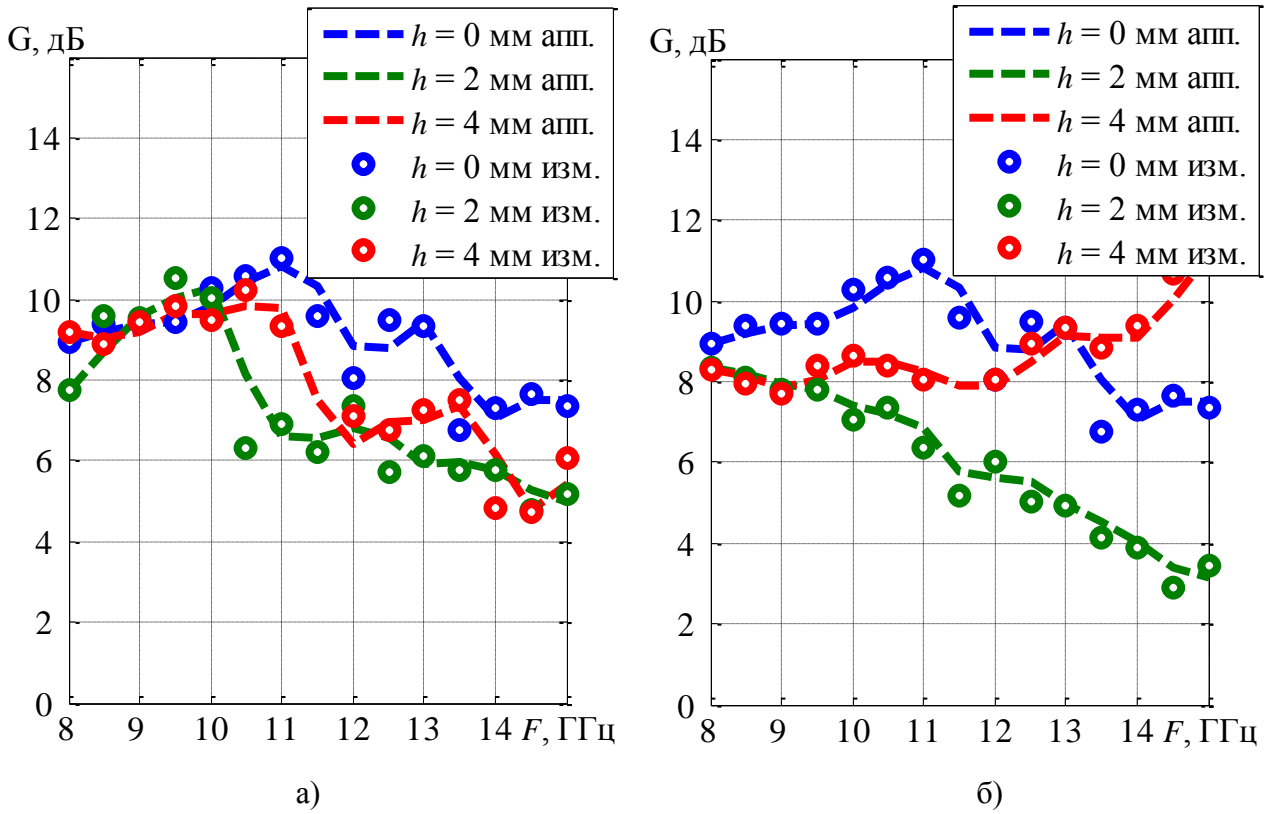


Рисунок 3.34 – Частотные зависимости КУ антенны на основе прямоугольного волновода с продольной щелью и укрытием из: а) фторопласта; б) ПКТ–5

На рисунке 3.35 показаны нормированные диаграммы направленности антенны вытекающих волн на основе волновода с продольной щелью и укрытием из фторопласта и ПКТ-5. Независимо от величины диэлектрической проницаемости защитного слоя наблюдается незначительное отклонение положения главного максимума диаграммы направленности в осевом направлении по сравнению с волноводом без укрытия.

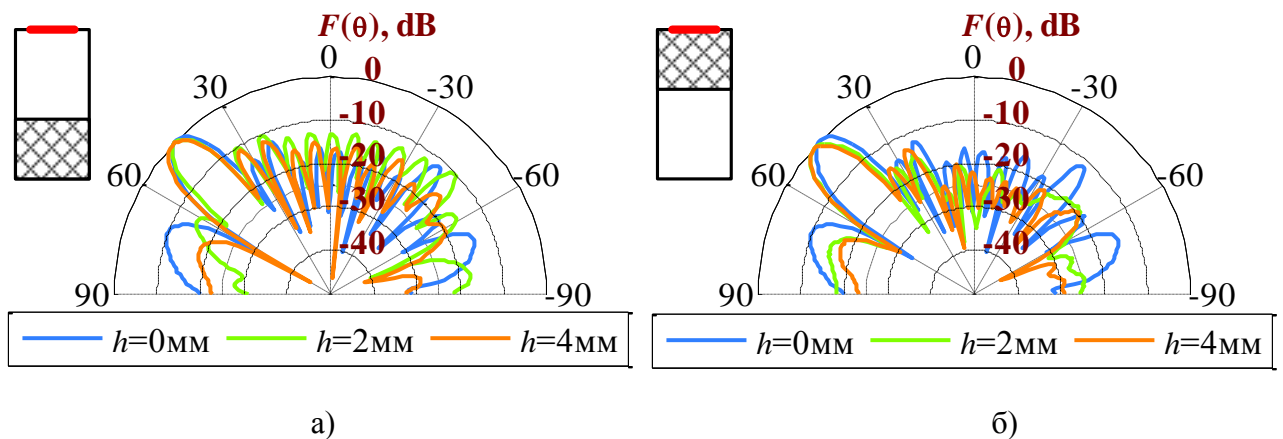


Рисунок 3.35 – ДН антенны на основе прямоугольного волновода с продольной щелью и укрытием из: а) фторопласта; б) ПКТ–5

Полученные экспериментально дисперсионные кривые прямоугольного волновода с продольной щелью в узкой стенке и внешним защитным слоем практически идеально совпадают с теоретически рассчитанными в диапазоне от 9 ГГц (рисунок 3.36).

Ранее было показано, что продольная щель в узкой стенке полого волновода является препятствием для распространения волн внутри него, что приводит к уменьшению эффективной ширины волновода и критической длины волны, увеличению фазовой скорости и уменьшению коэффициента замедления. Введение диэлектрического слоя с внешней стороны структуры приводит к противоположным изменениям за счет втягивания диэлектриком электромагнитной энергии. С ростом толщины или диэлектрической проницаемости укрытия данный эффект проявляется отчетливой, то есть коэффициент замедления и наклон главного лепестка ДН тоже увеличиваются.

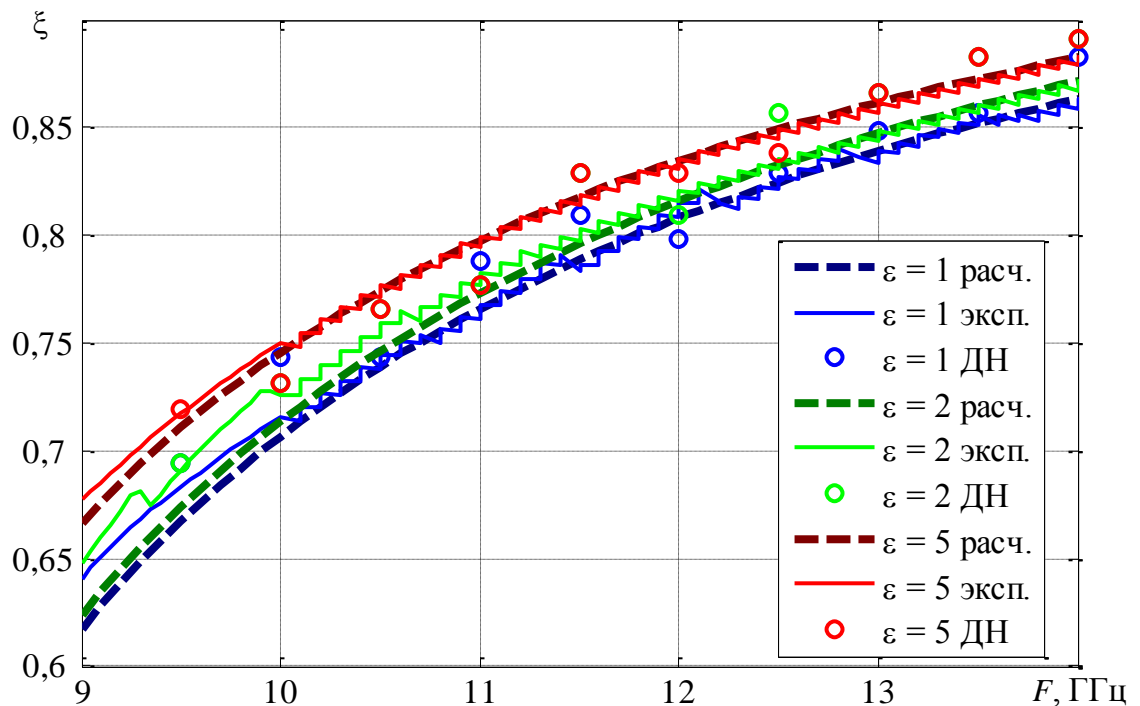


Рисунок 3.36 – Сравнение расчетных и экспериментальных дисперсионных кривых для волновода с продольной щелью и внешним диэлектрическим укрытием из фторопласта ($\epsilon = 2$) и ПКТ-5 ($\epsilon = 5$) толщиной $h = 2$ мм

Волновод с поперечными щелями. На рисунке 3.37 приведены нормированные ДН антенны вытекающих волн на основе волновода с защитным укрытием из фторопласта (слева), и ПКТ-5 (справа). Независимо от величины диэлектрической проницаемости защитного слоя, замечается незначительное отклонение главного максимума диаграммы направленности в сторону нормали, по сравнению с волноводом без укрытия, обусловленное небольшим увеличением фазовой скорости волны, распространяющейся в структуре. Отклонение тем

сильнее, чем больше толщина диэлектрического укрытия и величина его диэлектрической проницаемости.

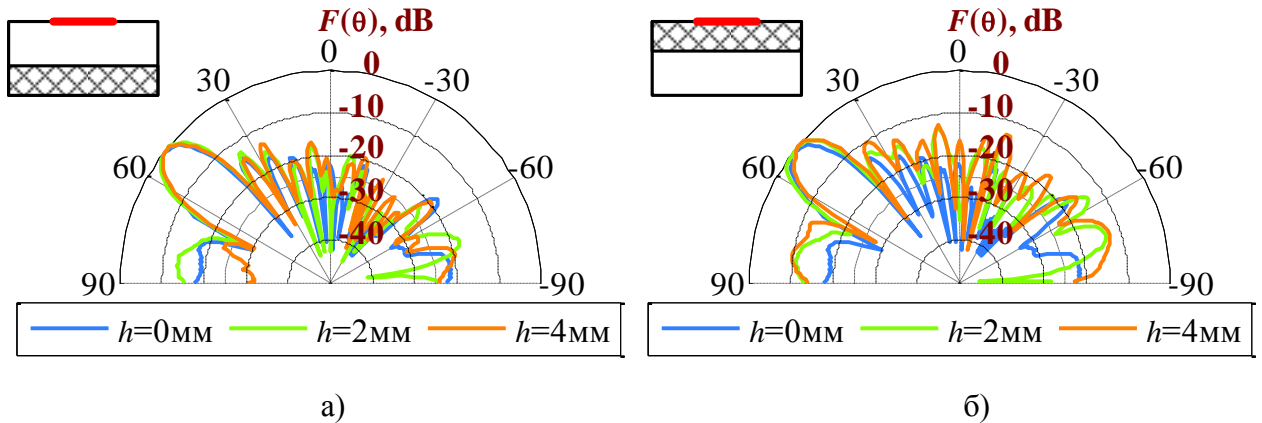


Рисунок 3.37 – ДН антенны на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями и укрытием из: а) фторопласта; б) ПКТ-5

Одновременно с изменением угла наклона основного максимума наблюдается изменение коэффициента усиления (рисунок 3.38), а также соответствующие изменения передаточных характеристик на частоте 10 ГГц (рисунок 3.39). Для наглядности данные рисунка 3.38 аппроксимированы методом скользящей средней с периодом усреднения, равным двум в связи с малым размером выборки [122].

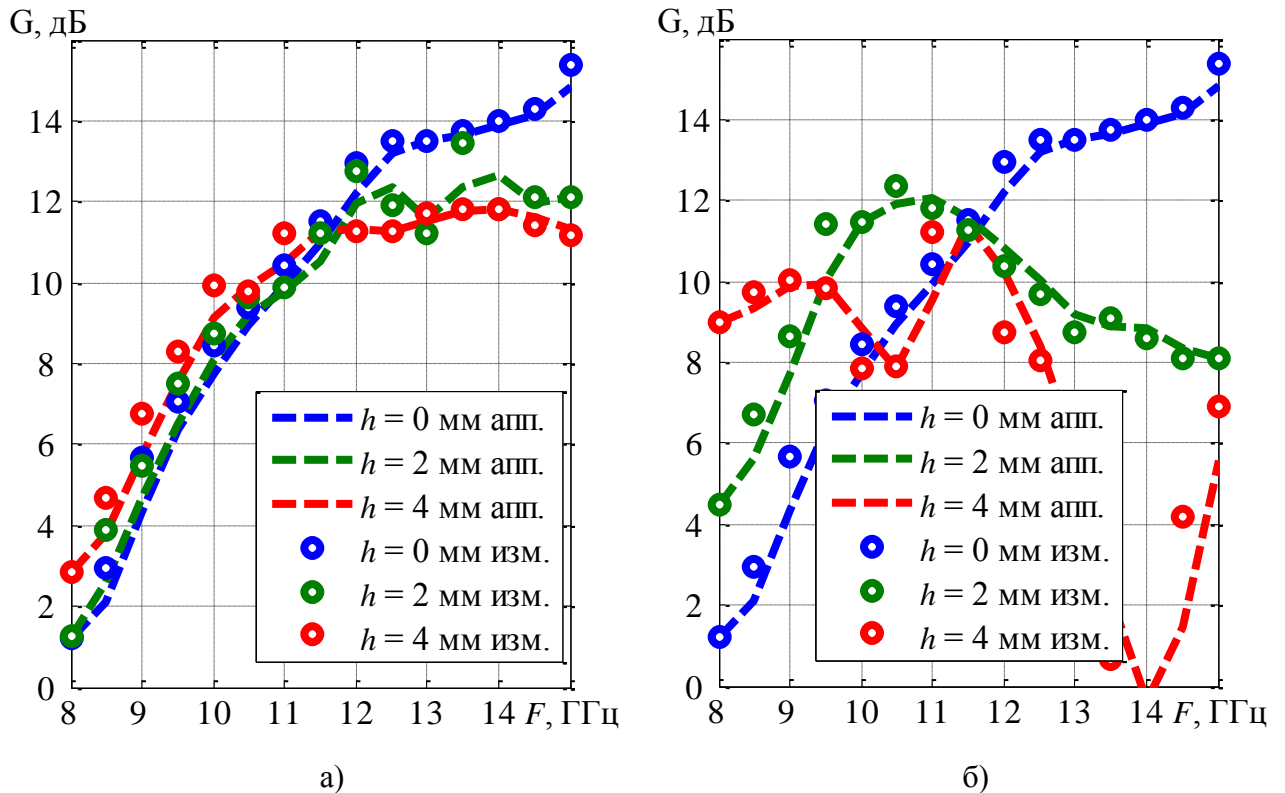


Рисунок 3.38 – Частотные зависимости КУ антенны на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями и укрытием из: а) фторопласта; б) ПКТ-5

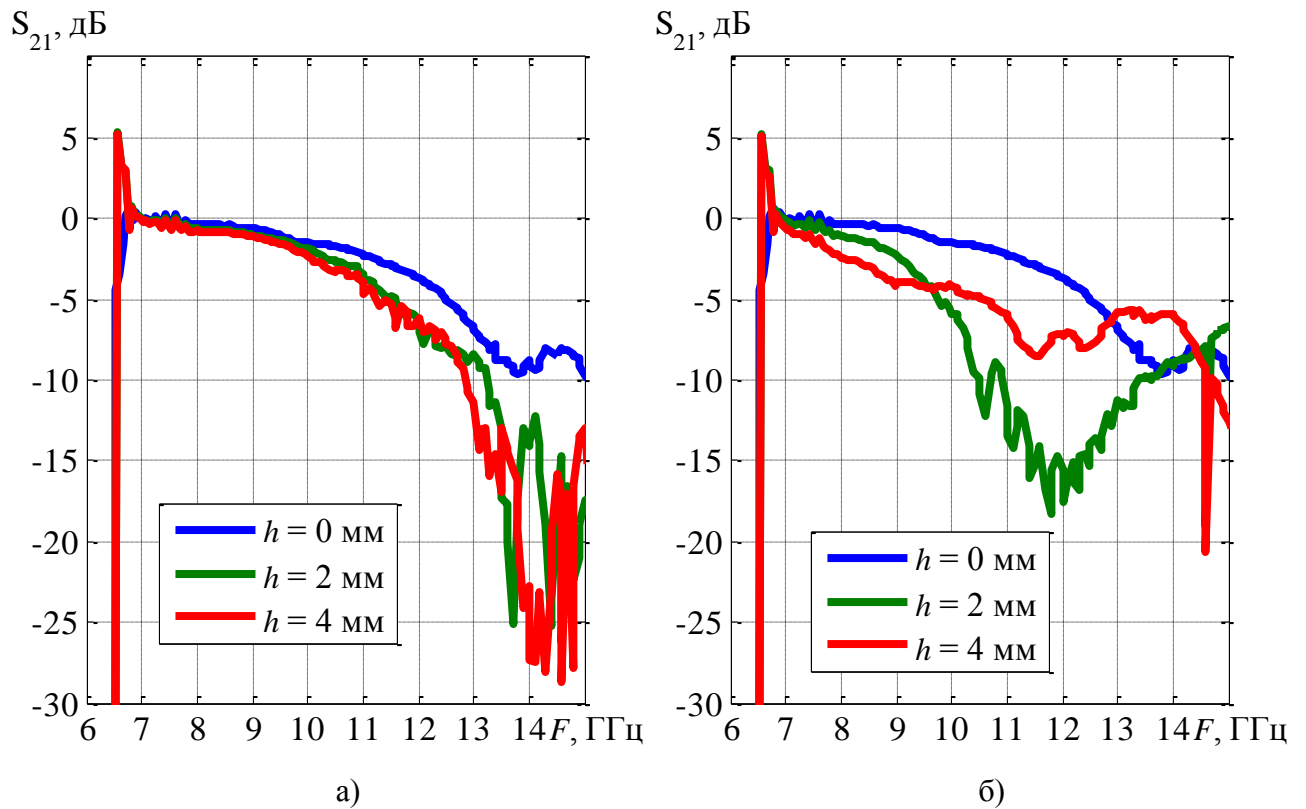


Рисунок 3.39 – Передаточные характеристики антенны на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями и защитным укрытием из: а) фторопласта; б) ПКТ–5

Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными (рисунок 3.40). Теоретическая форма дисперсионной кривой экспериментального образца была получена путем учета суммарного набег фазы на участке со щелями и участках закрытого волновода в соответствии с (3.3).

Поскольку влияние защитного слоя малой толщины на характеристики антенны вытекающих волн на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями в широкой стенке весьма незначительно, то и частотные зависимости коэффициента замедления практически идентичны. Поэтому для наглядности на рисунке 3.40 сравнения теоретических и экспериментальных данных приведены отдельно для укрытия из фторопласта и ПКТ–5.

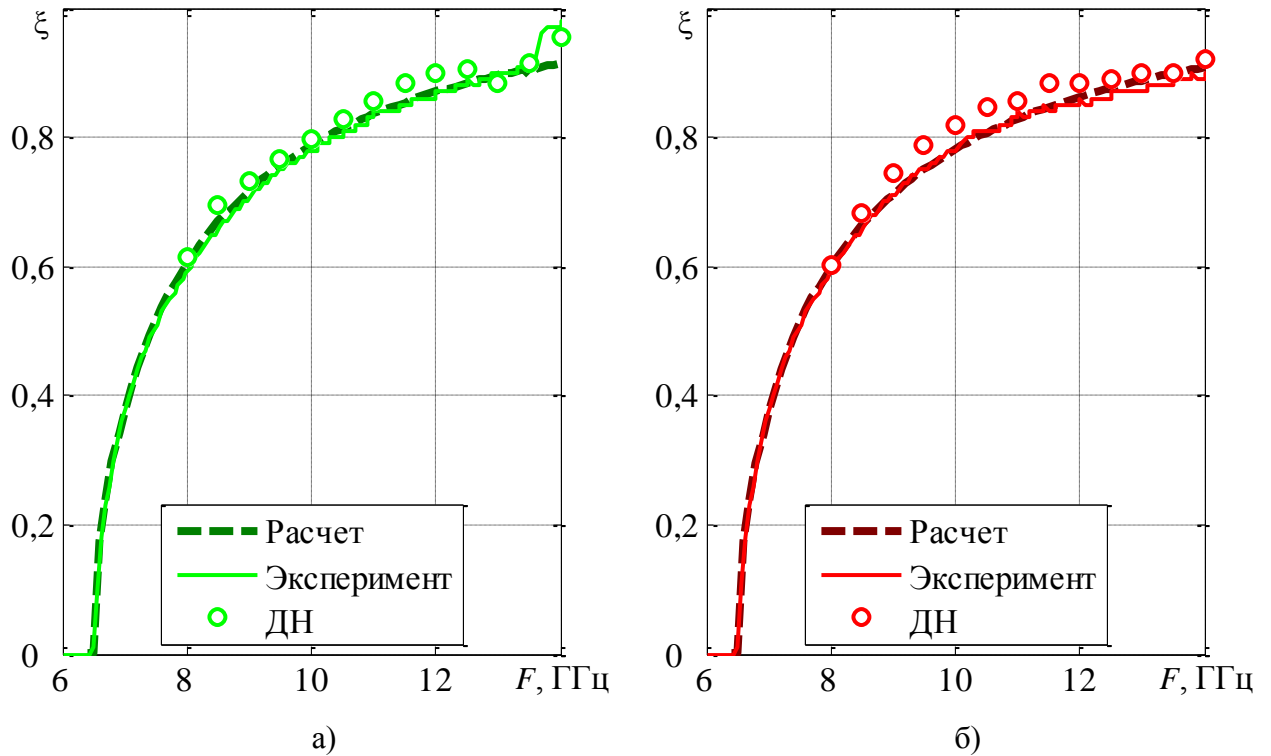


Рисунок 3.40 – Сравнение экспериментальных и теоретических результатов для антенны на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями и укрытием толщиной $h = 2$ мм из а) фторопласта; б) ПКТ-5

3.6. Выводы

Проведены экспериментальные исследования, включающие компьютерное моделирование, натурное измерение элементов матриц рассеяния, снятие диаграмм направленности антенн вытекающей волны на основе прямоугольных слоистых волноводов и последующем расчете постоянной распространения. Анализ двух основных конструкций – прямоугольного волновода с близкорасположенными друг к другу поперечными щелями в широкой стенке, и волновода с продольной щелью в узкой стенке – подтвердил основные выводы теоретического анализа.

В частности доказано, что применение частичного заполнения диэлектриком волноводно-щелевых структур позволяет реализовать электронное сканирование луча в пространстве за счет изменения рабочей частоты излучаемого сигнала, а также механическое сканирование в пределах одной частоты за счет изменения положения диэлектрического слоя внутри волновода. Комбинирование двух предложенных методов делает возможным получение произвольных законов управления положением главного максимума диаграммы направленности.

Также отмечено, что применение предложенных подходов и алгоритмов при разработке программ машинного анализа на языке MATLAB, ориентированного на обработку данных в матричном представлении, позволяет сократить время расчета дисперсионной кривой до нескольких секунд. В то время как применение специализированных пакетов электродинамического анализа, в частности ANSYS HFSS, требует до десяти часов времени при аналогичном числе расчетных точек на той же ЭВМ.

Результаты работы представляются полезными при выборе и оптимизации параметров антенн, предназначенных для работы в системах радиолокации и радионавигации с различными алгоритмами обработки сигнала, отраженного от объектов наблюдения. Таким образом, применение разработанных программ существенно ускоряет проектирование сканирующих антенн, а также за счет низких требований к специальным знаниям позволяет вовлечь менее квалифицированных специалистов в процесс разработки на первоначальных этапах.

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [123]–[126].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В качестве способа обеспечения требуемых законов частотного сканирования ДН предложено использование антенны вытекающих волн на основе прямоугольных волноводов с поперечными щелями в широкой стенке или продольными щелями в узкой стенке, имеющими внутри слоистую структуру диэлектрика. Применение поперечно неоднородной структуры заполнения позволяет варьировать значение эффективной диэлектрической проницаемости, а соответственно, и постоянной распространения в волноводе в широком диапазоне значений при ограниченном наборе используемых для этой цели материалов с фиксированной диэлектрической проницаемостью.

2. Разработана обобщенная математическая модель волноводно-щелевой антенны на основе аппарата тензорных функций Грина для стратифицированных сред в декартовой системе координат, отличающаяся универсальностью с точки зрения возможного количества слоев и вида рассматриваемой области: прямоугольный волновод, плоский волновод или открытое полупространство. Предложенная модель позволяет определить все компоненты электромагнитного поля в любой точке пространства, в том числе в дальней зоне при расчете диаграмм направленности. Данная модель позволяет в едином цикле учесть слоистую структуру внутреннего заполнения прямоугольного волновода, а также возможное наличие внешнего защитного диэлектрического укрытия антенны. Кроме того, модель позволяет учесть внешнее воздействие на антенну, например, наличие водяной пленки.

3. Разработана методика составления дисперсионных уравнений для излучающих плоскостойких волноводов различных конфигураций поперечного сечения. Получены выражения, позволяющие определить постоянную распространения в структуре, слои которой параллельны плоскости излучения. На основе полученных расчетных соотношений созданы быстродействующие программы расчета дисперсионных характеристик собственных волн многослойных волноводных структур в виде прямоугольного волновода с продольной щелью в узкой стенке, прямоугольного волновода с поперечными щелями в широкой стенке, волновода с поперечными щелями, интегрированного в многослойную печатную плату. Основные новые результаты состоят в следующем.

3.1. Разработан новый алгоритм численного решения трансцендентных уравнений, облегчающий задачу поиска нулевого приближения корней на каждой частоте за счет применения методов статистической обработки данных, что существенно повышает точность и быстродействие программных комплексов, по сути, ограничиваясь задачей точного определения корня лишь в окрестности критической частоты системы.

3.2. Наличие излучающих щелей на стенках полого прямоугольного волновода сказывается на фазовой скорости распространяющейся в нем волны по-разному в зависимости от выбора плоскости размещения элементов связи с внешним пространством. При этом зависимости коэффициента замедления от положения щелей относительно стенок волновода обладают осевой симметрией. Зависимость фазовой скорости от длины поперечных щелей в широкой стенке имеет минимум, когда длина щелей является резонансной.

3.3. Частичное заполнение волноводов диэлектриком приводит к уменьшению фазовой скорости возбуждения независимо от ориентации силовых линий электрического поля основной волны относительно излучающей плоскости, положения диэлектрика внутри волновода, его проницаемости и степени заполнения. Однако, зависимости коэффициента замедления от коэффициента заполнения при прилегании диэлектрика к стенкам волновода, параллельным плоскости излучения, описываются кривыми разных порядков и определяются именно ориентацией векторов напряженности поля внутри волновода.

3.4. Смещение диэлектрика от стенок волновода к его середине приводит к противоположным направлениям изменения фазовой скорости в структуре с поперечными щелями и структуре с продольной щелью: повышению и понижению, соответственно.

3.5. Установлено, что критическая частота системы определяется эффективной диэлектрической проницаемостью внутри волновода, а крутизна дисперсионной характеристики тем выше, чем больше значение диэлектрической проницаемости слоя, расположенного непосредственно у щелей. При одних и тех же размерах волноводов и одинаковых соотношениях между слоями заполняющей волновода сэндвич структуры для двух рассмотренных вариантов расположения щелей, превышение значений коэффициента замедления в волноводе с поперечными щелями достигает 100% при одинаковых значениях рабочей частоты. Однако, с учетом того, что практическую значимость имеет лишь изменение коэффициента замедления от 0 до 1, повышение крутизны дисперсионной характеристики способствует уменьшению диапазона частот, необходимого для переориентации основного максимума диаграммы направленности между крайними положениями.

3.6. Менее резкое изменение дисперсионной характеристики прямоугольного волновода с продольной щелью в узкой стенке способствует более точному позиционированию луча в пространстве по сравнению с волноводом, содержащим периодические поперечные щели в широкой стенке, однако требует более сложных алгоритмов управления частотой излучаемого сигнала вследствие нелинейности угло-частотной характеристики. Линейная зависимость положения главного максимума диаграммы направленности достигается при использовании в качестве основы АВВ частично заполненного волновода с поперечными щелями в широкой стенке.

3.7. Применение диэлектрического укрытия позволяет не только защитить антенну от воздействия внешних дестабилизирующих факторов, но и скорректировать форму дисперсионной кривой согласно требованиям решаемых задач. При этом, наличие защитного слоя у волновода с продольной щелью способствует отклонению луча в сторону оси антенны; у волновода с поперечными щелями – к нормали.

4. Выполненные экспериментальные исследования образцов антенн вытекающих волн в условиях аттестованной безэховой камеры и поверенной измерительной аппаратуры подтвердили корректность разработанной методики анализа и полученных численных результатов. Доказана возможность существования быстрых волн в щелевой структуре. Доказана справедливость представления волноводно-щелевой АВВ с непрерывным возбуждением в качестве идеального линейного излучателя; периодической АВВ – идеальной линейной антенной решетки.

Рекомендации по итогам диссертационного исследования

Приведенные результаты показывают, что разработанная модель является универсальной, так как с ее помощью возможно анализировать структуры, природа изменения характеристик которых различна. Метод тензорных функций Грина является наиболее универсальным способом решения координатных задач электромагнитного возбуждения, отличающимся прозрачностью алгоритма использования и позволяющим анализировать плоские слоистые структуры, в том числе имеющие в своем составе материалы с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Исследования, проводимые по теме диссертации, позволят отработать методы анализа антенн, работающих, например, в автомобильной радарной технике, где требуется высокое разрешение по измерению расстояний между объектами и их взаимному местоположению в пространстве. Рассмотренные антенны по своей конструкции являются конформными, обладают хорошей аэродинамикой и могут быть использованы на автономных объектах в качестве направленных телекоммуникационных антенн.

Перспективы развития темы исследования

В качестве дальнейших направлений исследования автор рассматривает два пути: экстенсивное – наращивание функционала разработанных программ; и интенсивное – доработка алгоритмов с целью дальнейшего повышения быстродействия создаваемых на их основе программ.

К первому направлению относится увеличение числа слоев (как внутреннего заполнения, так и укрытия), применение нелинейных законов изменения толщины и диэлектрической

проницаемости от слоя к слою, анализ антенны с укрытием из композитного материала с отрицательным коэффициентом рефракции (метаматериала). Также может быть разработана методика расчета характеристик антенны вытекающих волн на основе волноводов, обладающих сложной формой элементов связи, что позволит формировать направленное излучение требуемой поляризации и, соответственно, повысить вероятность обнаружения сигналов, отраженных от объектов наблюдения при использовании данных антенн в составе систем бортовой радиолокации бокового обзора.

Увеличение быстродействия программного продукта может быть достигнуто за счет изменения принципов расчета интегралов, например, применения теории вычетов, асимптотических приближений, и т. п., а также дальнейшей оптимизации сетки комплексных волновых чисел и применения вероятностного подхода с возможным применением нелинейной фильтрации.

Отдельной задачей стоит задача синтеза антенн с требуемой крутизной дисперсионной характеристики в заданном диапазоне частот с учетом набора существующих диэлектриков и их толщины. В рамках ее решения может быть осуществлен вывод эмпирической формулы методами регрессионного анализа, позволяющей определить форму дисперсионной кривой в явном виде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Oliner A.A., Jackson D.R. Leaky-Wave Antennas // In: Antenna engineering handbook, fourth edition / Ed. by Volakis J.L. New-York: McGraw-Hill, 2007.
2. Воскресенский Д.И., Гостюхин В.Л., Максимов В.М., Пономарев Л.И. Устройства СВЧ и Антенны. М.: Радиотехника, 2006. 376 с.
3. Sutinjo A., Okoniewski M., Johnston R.H. Radiation from Fast and Slow Traveling Waves // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2008. Vol. 50, No. 4. Pp. 175-181.
4. Xu F., Wu K. Understanding Leaky-Wave Structures: A Special Form of Guided-Wave Structure // IEEE Microwave Magazine. 2013. Vol. 14, No. 5. Pp. 87-96.
5. Radiating electromagnetic waveguide // US Patent 2.402.622. November 26, 1940. / Hansen W.W.
6. Пистолькорс А.А. Современное состояние теории щелевых антенн // Радиотехника. 1947. Т. 2, № 1. С. 35-38.
7. Rumsey V.H. Traveling-wave slot antennas // Proceedings of the IRE. 1953. Vol. 41, No. 11. Pp. 1624-1631.
8. Rumsey V.H. Reaction concept in electromagnetic theory // Physical Review. 1954. Vol. 94, No. 6. Pp. 1483-1491.
9. Hyneman R.F. Closely spaced transverse slots in rectangular waveguide, University of Illinois Urbana-Champaign, technical report 1957.
10. Getsinger W.J. Elliptically polarized leaky-wave array // IRE Transactions on Antennas and Propagation. 1962. Vol. 10, No. 2. Pp. 165-171.
11. Cameron T.R., Sutinjo A.T., Okoniewski M. Suppression of the Slot-Mode Propagation in a Slitted Waveguide // Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP). Rome, Italy. 2011. Pp. 1957-1960.
12. Cameron T.R., Sutinjo A.T., Okoniewski M. Analysis and Design of Slitted Waveguides With Suppressed Slot-Mode Using Periodic FDTD // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2012. Vol. 60, No. 8. Pp. 3654-3660.
13. Garcia-Vigueras M., Esquius-Morote M., Mosig J.R. Dual-polarized directional antenna with application to polarimetric radar // 2015 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting. Vancouver, Canada. 2015. Pp. 27-28.
14. Huo X., Wang J., Li D., Zhang Z., Chen M., Li Z. Leaky Rectangular Waveguide With Circular // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2015. Vol. 63, No. 11. Pp. 5098-5101.

15. Lampariello P., Oliner A.A. A New Leaky Wave Antenna for Millimeter Waves Using an Asymmetric Strip in Groove Guide, Part I: Theory // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1985. Vol. AP-33, No. 12. Pp. 1285-1294.
16. Svezhentsev A.Y. Waves in An Infinite Array of Groove Waveguides // 2016 9th International Kharkiv Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW). Kharkiv, Ukraine. 2006.
17. Shigesawa H., Tsuji M., Lampariello P., Frezza F., Oliner A.A. Coupling Between Different Leaky-Mode Types in Stub-Loaded Leaky Waveguides // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1994. Vol. 42, No. 8. Pp. 1548-1560.
18. Lampariello P., Frezza F., Shigesawa H., Tsuji M., Oliner A.A. A Versatile Leaky-Wave Antenna Based on Stub-Loaded Rectangular Waveguide: Part I—Theory // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1998. Vol. 46, No. 7. Pp. 1032-1041.
19. Frezza F., Lampariello P., Shigesawa H., Tsuji M., Oliner A.A. A Versatile Leaky-Wave Antenna Based on Stub-Loaded Rectangular Waveguide: Part II— Effects of Flanges and Finite Stub Length // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1998. Vol. 46, No. 7. Pp. 1042-1046.
20. Tsuji M., Shigesawa H., Frezza F., Lampariello P., Oliner A.A. A Versatile Leaky-Wave Antenna Based on Stub-Loaded Rectangular Waveguide: Part III—Comparisons with Measurements // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1998. Vol. 46, No. 7. Pp. 1047-1055.
21. Yongmei P., Shanxia X. New Leaky Wave Antenna Based on Stub-Loaded Rectangular Waveguide Partially Filled With Left-Handed Material // 2008 China-Japan Joint Microwave Conference. Shanghai, China. 2008.
22. Di Nallo C., Frezza F., Galli A., Lampariello P. Complete characterisation of leaky-wave antennas based on stepped rectangular waveguides // 1995 25th European Microwave Conference. 1995. Pp. 1062-1067.
23. Di Nallo C., Frezza F., Galli A., Lampariello P. Theoretical and experimental investigations on the 'stepped' leaky-wave antennas // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium 1997. Digest. Montreal, Canada. 1997. Vol. 4. Pp. 1446-1449.
24. Уолтер К.Х. Антенны бегущей волны. М.: Энергия, 1970. 448 с.
25. Грановская Р.А. Антенны с частотным сканированием // В кн.: Устройства СВЧ и Антенны. Проектирование фазированных антенных решеток / ред. Воскресенский Д.И. М.: Радиотехника, 2012. С. 119-140.
26. Josefsson L.G. Analysis of Longitudinal Slots in Rectangular Waveguide // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1987. Vol. AP-35, No. 12. Pp. 1351-1357.

27. Berdnik S.L., Katrich V.A., Lyaschenko V.A. Closely spaced transverse slots in rectangular waveguide // International Conference on Antenna Theory and Techniques. Sevastopol, Ukraine. 2003. Pp. 273-275.
28. Joubert J., Malherbe J.A.G. Moment method calculation of the propagation constant for leaky-wave modes in slotted rectangular waveguide // IEE Proceedings - Microwaves, Antennas and Propagation. 1999. Vol. 146, No. 6. Pp. 411-415.
29. Ляховский А.А., Яцук Л.П., Бердник С.Л., Катрич В.А., Ляховский А.Ф., Нестеренко М.В. Аппроксимация магнитного тока вдоль узкой щели в волноводе системой двух функций, учитывающих структуру возбуждающего поля // Радиофизика и радиоастрономия. 2009. Т. 14, № 3. С. 320-327.
30. Бердник С.Л., Катрич В.А., Нестеренко М.В., Пшеничная С.В. Многомодовое возбуждение волноводно-щелевого излучателя вытекающей волны // 2012 22-я Международная Крымская Конференция "СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии" (КрыМиКо'2012). Севастополь, Украина. 2012. С. 483-484.
31. Goldstone L.O., Oliner A.A. Leaky-Wave Antennas I: Rectangular Waveguides // IRE Transactions on Antennas and Propagation. 1959. Vol. 7, No. 4. Pp. 307-319.
32. Rotman W., Oliner A.A. Asymmetrical Trough Waveguide Antennas // IRE Transactions on Antennas and Propagation. 1959. Vol. 7, No. 2. Pp. 153-162.
33. Collin R.E. Analytical Solution for a Leaky-Wave Antenna // IRE Transactions on Antennas and Propagation. 1962. Vol. 10, No. 5. Pp. 561-565.
34. Renault J.P. Leaky wave radiation from periodically slotted waveguide, Air Force Cambridge Research Laboratories, Bedford, USA, Research Report PIBMRI- 1151-63, 1963.
35. Michalski K.A., Zheng D. Electromagnetic scattering and radiation by surfaces of arbitrary shape in layered media. I. Theory // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1990. Vol. 38, No. 3. Pp. 335-344.
36. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. 144 с.
37. Темнов В.М. Разработка и применение метода частичных областей для расчета структур СВЧ и КВЧ диапазонов: дис. ... д-ра техн. наук. Нижний Новгород, 2000.
38. Tamir T., Oliner A. The influence of complex waves on the radiation field of a slot-excited plasma layer // IRE Transactions on Antennas and Propagation. 1962. Vol. 10, No. 1. Pp. 55-65.
39. Tamir T., Oliner A.A. Guided complex waves. Part 1: Fields at an interface // Proceedings of the Institution of Electrical Engineers. 1963. Vol. 110, No. 2. Pp. 310-324.
40. Gupta K.C. Narrow-beam antennas using an artificial dielectric medium with permittivity less than unity // Electronics Letters. 1971. Vol. 7, No. 1. Pp. 16-18.

41. Collin R.E., Zucker F.J. Antenna theory. Part 2. New York: McGraw-Hill, 1969. 683 pp.
42. Tamir T., Oliner A.A. Guided complex waves. Part 2: Relation to radiation patterns // Proceedings of the Institution of Electrical Engineers. 1963. Vol. 110, No. 2. Pp. 325-334.
43. Gómez-Tornero J.L., Pascual-García J., Álvarez-Melcon A. A novel leaky-wave antenna combining an image NRD guide and a strip circuit // IEEE Antennas and wireless propagation letters. 2005. Vol. 4. Pp. 289-292.
44. Gómez-Tornero J.L., Quesada-Pereira F., Álvarez-Melcón A. Application of the high-gain substrate-superstrate configuration to dielectric leaky-wave antennas // IEEE Microwave and wireless components letters. 2005. Vol. 15, No. 4. Pp. 250-250.
45. Gómez-Tornero J.L., Cañete-Rebenaque D., Álvarez-Melcón A. Printed-circuit leaky-wave antenna with pointing and illumination flexibility // IEEE Microwave and wireless components letters. 2005. Vol. 15, No. 8. Pp. 536-538.
46. Gómez-Tornero J.L., Rebenaque D.C., Quesada-Pereira F., Martinez J.P., Álvarez-Melcón A. PAMELA: a useful tool for the study of leaky-wave modes in strip-loaded open dielectric waveguides // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2006. Vol. 48, No. 4. Pp. 54-72.
47. Gómez-Tornero J.L., Goussetis G., Cañete-Rebenaque D., Quesada-Pereira F., Álvarez-Melcón A. Novel and simple technique to control the polarization in stub-loaded leaky-wave antennas // 2007 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. Honolulu. 2007. Pp. 5801-5804.
48. Huang M., Xu S. A double beam radiated leaky wave antenna composed of left-handed slab loaded hybrid waveguide using planar technology // 2008 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology. Nanjing. 2008. Vol. 4. Pp. 1825-1828.
49. García-Vigueras M., Gómez-Tornero J.L., Goussetis G., Weily A.R., Jay Guo Y. Enhancing frequency-scanning response of leaky-wave antennas using high-impedance surfaces // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2011. Vol. 10. Pp. 7-10.
50. Vardaxoglou J.C., Padilla Pardo M., Seager R.D. Analysis and design of leaky wave antennas (LWA) based on dielectric filled waveguides // 2012 6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP). Prague. 2012. Pp. 267-268.
51. Hong W., Liu B., Luo G.Q., Lai Q.H., Xu J.F., Hao Z.C., He F.F., Yin X.X. Integrated microwave and millimeter antennas based on SIW and HMSIW technology // 2007 International workshop on Antenna Technology: Small and Smart Antennas Metamaterials and Applications. Cambridge, UK. 2007.
52. Machac J., Lorenz P., Saglam M., Bui C.T., Kraemer W. A Substrate Integrated Waveguide Leaky Wave Antenna Radiating from a Slot in the Broad Wall // 2010 IEEE MTT-S International Microwave Symposium. Anaheim, CA, USA. 2010.

53. Jin C., Alphones A., Chuen O.L. Leaky Wave Antenna based on Composite Right/Left Handed Substrate Integrated Waveguide // 2010 Asia Pacific Microwave Conference - (APMC 2010). Yokohama, Japan. 2010. Pp. 1997-2000.
54. Cheng Y.J., Hong W., Wu K., Fan Y. Millimeter-Wave Substrate Integrated Waveguide Long Slot Leaky-Wave Antennas and Two-Dimensional Multibeam Applications // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2011. Vol. 59, No. 1. Pp. 40-47.
55. Otto S., Rennings A., Solbach K., Caloz C. Transmission Line Modeling and Asymptotic Formulas for Periodic Leaky-Wave Antennas Scanning Through Broadside // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2011. Vol. 59, No. 10. Pp. 3695-3709.
56. Al-Bassam A., Otto S., Chen Z., Rennings A., Solbach K. A Capacitively-Coupled Series-Fed Patch Leaky-Wave Antenna and Optimization Concepts for Efficient Broadside Radiation // 2012 The 7th German Microwave Conference. Ilmenau, Germany. 2012.
57. Liu J., Jackson D.R., Long Y. Substrate Integrated Waveguide (SIW) Leaky-Wave Antenna With Transverse Slots // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2012. Vol. 60, No. 1. Pp. 20-29.
58. Alphones A., Mujumdar M., Jin C. Substrate Integrated Waveguide and its applications to Leaky Wave Antennas // 2013 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings (APMC). Seoul, Korea. 2013. Pp. 470-472.
59. Podilchak S.K., Baccarelli P., Burghignoli P., Freundorfer A.P., Antar Y.M.M. Analysis and Design of Annular Microstrip-Based Planar Periodic Leaky-Wave Antennas // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2014. Vol. 62, No. 6. Pp. 2978-2991.
60. Yang Q., Zhao X., Zhang Y. Composite Right/Left-Handed Ridge Substrate Integrated Waveguide Slot Array Antennas // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2014. Vol. 62, No. 4. Pp. 2311-2316.
61. Machac J. SIW Leaky Wave Antennas // 2014 44th European Microwave Conference. Rome, Italy. 2014. Pp. 448-451.
62. Shaw R., Khan A.A., Samantaray D., Mandal M.K. A Comparative Study on Substrate Integrated Waveguide Periodic Leaky Wave Antennas with Differently Shaped Periodic Slots // 2015 IEEE Applied Electromagnetics Conference (AEMC). Assam, India. 2015.
63. Khalil M., Kamarei M., Jomaah J., Ayad H. Compact SIW Leaky Wave Antenna // 2015 Third International Conference on Technological Advances in Electrical, Electronics and Computer Engineering (TAECE). Beirut, Lebanon. 2015. Pp. 124-129.
64. Lyu Y.L., Liu X.X., Wang P.Y., Erni D., Wu Q., Wang C., Kim N.Y., Meng F.Y. Leaky-Wave Antennas Based on Noncutoff Substrate Integrated Waveguide Supporting Beam Scanning

From Backward to Forward // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2016. Vol. 64, No. 6. Pp. 2155-2164.

65. Google Patents [Электронный ресурс] URL: <https://patents.google.com/?q=leaky+wave&q=rectangular+waveguide> (дата обращения: 10.Апрель.2017).

66. Google Patents [Электронный ресурс] URL: <https://patents.google.com/?q=leaky+wave&q=substrate+integrated+waveguide> (дата обращения: 10.Апрель.2017).

67. Chow Y.L., Yang J.J., Fang D.G., Howard G.E. A Closed-Form Spatial Green's Function for the Thick Microstrip Substrate // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1991. Vol. 39, No. 3. Pp. 588-592.

68. Aksun M.I. A Robust Approach for the Derivation of Closed-Form Green's Functions // IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique. 1996. Vol. 44, No. 5. Pp. 651-658.

69. Baccarelli P., Burghignoli P., Frezza F., Galli A., Lovat G., Jackson D.R. Approximate Analytical Evaluation of the Continuous Spectrum in a Substrate-Superstrate Dielectric Waveguide // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2002. Vol. 50, No. 12. Pp. 2690-2701.

70. Jackson D.R., Mesa F., Freire M.J., Nyquist D.P., Di Nallo C. An excitation theory for bound modes, leaky modes, and residual-wave currents on stripline structures // Radio Science. 2000. Vol. 35, No. 2. Pp. 495-510.

71. Whetten F.L., Balanis C.A. Meandering Long Slot Leaky-Wave Waveguide Antennas // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1991. Vol. 39, No. 11. Pp. 1553-1560.

72. Balanis C.A. Traveling wave and broadband antennas // In: Antenna theory / Ed. by Balanis C.A. New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2005. Pp. 549-610.

73. Green P.E., Richardson J.R. Aperture field of leaky-wave antenna of finite length // Electronics Letters. 1966. Vol. 2, No. 2. Pp. 68-69.

74. Clarricoats P.J.B., Green P.E., Oliner A.A. Slot-mode propagation in rectangular waveguide // Electronics Letters. 1966. Vol. 2, No. 8. Pp. 307-308.

75. Garg R., Gupta K.C. Suppression of Slot Mode in Slotted Waveguide Antennas // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1975. Vol. 23, No. 5. Pp. 730-732.

76. Катрич В.А., Лященко В.А., Полуяненко Н.А. Излучение из электрически длинных щелей // 2001 11-я Международная Крымская Конференция "СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии" (КрыМиКо'2001).. Севастополь, Украина. 2001. С. 389-391.

77. Hyneman R.F. Closely-spaced transverse slots in rectangular waveguide // IRE Transactions on Antennas and Propagation. 1959. Vol. 7, No. 4. Pp. 335-342.

78. Liu J., Jackson D.R., Long Y. Modal analysis of dielectric-filled rectangular waveguide with transverse slots // IEEE Transactions on antennas and propagation. 2011. Vol. 59, No. 9. Pp. 3194-3203.
79. Maxwell J.C. On Faraday's Lines of Force. Vol X. // In: The scientific papers of James Clerk Maxwell / Ed. by Niven W.D. New York: Dover Publication, 1965. Pp. 155-229.
80. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.–Л.: Энергия, 1967. 376 с.
81. Фелсен Л.Б., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн (Том 1). М.: МИР, 1978. 551 с.
82. Шабунин С.Н. Электродинамика плоских и цилиндрических магнитодиэлектрических слоистых структур: дис. ... д-ра техн. наук. Екатеринбург, 2006.
83. Панченко Б.А. Функции Грина уравнений Максвелла для областей, частично заполненных диэлектриком (Часть 1) // Проблемы повышения эффективности и качества радиотехнических систем. 1979. № 2. С. 29-35.
84. Пистолькорс А.А. Антенны. М.: Государственное издательство литературы по вопросам связи и радио, 1947. 479 с.
85. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. М.: Издательство иностранной литературы, 1960. 898 с.
86. Панченко Б.А. Функция Грина уравнений Максвелла для многослойных областей. Часть II // Проблемы повышения эффективности и качества радиотехнических систем. 1980. № 3. С. 60-62.
87. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терешин О.Н. Антенны УКВ. Часть 2. М.: Связь, 1977. 288 с.
88. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства.. М.: ВВИА им. профессора Н.Е. Жуковского, 1959. 550 с.
89. Кочержевский Г.Н., Ерохин Г.А., Козырев Н.Д. Антенно-фидерные устройства. М.: Радио и связь, 1989. 352 с.
90. Гостюхин В.Л. Волноводно-щелевые решетки // В кн.: Устройства СВЧ и Антенны. Проектирование фазированных антенных решеток / ред. Воскресенский Д.И. М.: Радиотехника, 2012. С. 140-163.
91. Курушин А.А. Использование каналов Флоке для моделирования периодической наноструктуры // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2010. № 11.
92. Xu F., Wu K. Guided-Wave and Leakage Characteristics of Substrate Integrated Waveguide // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2005. Vol. 53, No. 1. Pp. 66-73.

93. Абдуллин Р.Р., Князев С.Т., Шабунин С.Н. Применение метода функций Грина слоистых структур для анализа антенны вытекающей волны на основе волновода с поперечными щелями // Физика и технические приложения волновых процессов. Екатеринбург. 2012. С. 98-99.
94. Abdullin R.R., Knyazev S.T., Lesnaya L.L., Shabunin S.N. Analysis of Partially Dielectric-Filled Rectangular Waveguide with Transverse Slots Using Green's Function Method // 7th European Conference on Antennas and Propagation EuCAP 2013. Gothenburg, Sweden. 2013. Pp. 3453-3457.
95. Абдуллин Р.Р., Князев С.Т., Шабунин С.Н. Применение Тензорных Функций Грина для Анализа Антенны Вытекающих Волн на Основе Частично Заполненного Диэлектриком Прямоугольного Волновода с Поперечными Щелями // 23-я Международная Крымская Конференция "СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии" (КрыМиКо'2013). Севастополь, Украина. 2013. С. 580-581.
96. Abdullin R.R., Shabunin S.N. Using Green's Function Method for Leaky-Wave Antenna Analysis Based on Partially-Filled Slitted Rectangular Waveguide // The Third International Conference on Digital Information, Networking, and Wireless Communications (DINWC2015). Moscow, Russia. 2015. Pp. 180-183.
97. Abdullin R.R., Shabunin S.N. Performance calculation of leaky-wave antenna based on substrate integrated waveguide with transverse slots // 2015 IEEE International Conference on Microwaves, Communications, Antennas and Electronic Systems (COMCAS). Tel-Aviv, Israel. 2015.
98. Калиткин Н.Н. Численные методы. СПб: БХВ-Петербург, 2011. 592 с.
99. Федорюк М.В. Метод перевала. М.: Наука, 1977. 368 с.
100. Эрдейи А. Асимптотические разложения. М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1962. 127 с.
101. Мительман Ю.Е. Электродинамический метод анализа многослойных цилиндрических структур: дис. ... канд. техн. наук. Екатеринбург, 2012.
102. Айвазян С.А., Енюков И.С., Мешалкин Л.Д. Прикладная статистика: Основы моделирования и первичная обработка данных. Справочное издание. М.: Финансы и статистика, 1983. 471 с.
103. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. 3-е изд. М.: Наука, 1989. 544 с.
104. Панченко Б.А., Шабунин С.Н. Эффективность излучения щели в проводящем экране, покрытом слоем диэлектрика // Радиотехника и электроника. 1983. No. 5. Pp. 871-875.
105. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высшая школа, 1988. 432 с.
106. Hsiao C.C., Hwang R.B. A Dielectric-Position-Controlled Beam Adjustable Leaky-Wave // 2006 Asia Pacific Microwave Conference (APMC 2006). Yokohama, Japan. 2006.

107. Hansen W.W., Woodyard J.R. A New Principle in Directional Antenna Design // Proceedings of the Institute of Radio Engineers. 1938. Vol. 26, No. 3. Pp. 333-345.
108. Абдуллин Р.Р., Мительман Ю.Е. Применение частично-заполненного прямоугольного волновода в конструкции антенны вытекающей волны // 24-я Международная Крымская Конференция "СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии" (КрыМиКо'2014). Севастополь, Россия. 2014. С. 543-544.
109. Abdullin R.R., Mitelman Y.E., Shabunin S.N. Velocity Factor of Leaky-Wave Antenna Based on Partially Filled Rectangular Waveguide // 2014 12th International conference on actual problems of electronic instrument engineering (APEIE). Novosibirsk, Russia. 2014. Vol. 1. Pp. 406-409.
110. Abdullin R.R., Mitelman Y.E., Shabunin S.N. Radiation Pattern of Leaky-Wave Antenna Based on Partially-Filled Rectangular Waveguide // 2014 Loughborough Antennas and Propagation Conference (LAPC). Loughborough, UK. 2014. Pp. 516-518.
111. Абдуллин Р.Р., Шабунин С.Н. Анализ антенны вытекающей волны на основе частично заполненного прямоугольного волновода // Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника. 2015. № 1. С. 12-17.
112. Abdullin R.R., Shabunin S.N. Velocity Factor of Leaky-Wave Antenna Based on Partially Filled Slitted Rectangular Waveguide // The 2015 IEEE 4th Asia-Pacific Conference on Antennas and Propagation (APCAP). Kuta, Indonesia. 2015. Pp. 83-85.
113. Абдуллин Р.Р. Анализ антенны вытекающей волны на основе частично заполненного прямоугольного волновода с продольной щелью // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2015. № 8.
114. Абдуллин Р.Р., Шабунин С.Н. Анализ антенны вытекающей волны на основе частично заполненного прямоугольного волновода с продольной щелью в узкой стенке // 25-я Международная Крымская Конференция "СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии" (КрыМиКо'2015). Севастополь, Россия. 2015. С. 481-482.
115. Абдуллин Р.Р., Шабунин С.Н. Антенна вытекающей волны на основе прямоугольного волновода с укрытием // 25-я Международная Крымская Конференция "СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии" (КрыМиКо'2015). Севастополь, Россия. 2015. С. 483-484.
116. Абдуллин Р.Р. Антенна вытекающих волн на основе многослойных волноводов // 26-я Международная Крымская Конференция "СВЧ-техника и Телекоммуникационные Технологии" (КрыМиКо'2016). Севастополь, Россия. 2016. С. 1037-1043.
117. Захарьев Л.Н., Леманский А.А., Турчин В.И., Цейтлин Н.М., Щеглов К.С. Методы измерения характеристик антенн СВЧ. М: Радио и связь, 1985. 368 с.

118. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. М: Советское радио, 1967. 217 с.
119. Банков С.Е., Курушин А.А. Проектирование СВЧ устройств и антенн с Ansoft HFSS. М. 2009. 736 с.
120. Rohde&Shwartz. Double Ridged Horn Antenna. Type HF907. 2011.
121. Егоров Ю.В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М.: Советское радио, 1967. 216 с.
122. Розенберг Г.С., Шитиков В.К., Брусиловский П.М. Экологическое прогнозирование (Функциональные предикторы временных рядов). Тольятти. 1994. 182 с.
123. Абдуллин Р.Р. Экспериментальное исследование антенны вытекающих волн на основе частично заполненного прямоугольного волновода с поперечными щелями // Антенны. 2016. № 3. С. 46-54.
124. Абдуллин Р.Р. Экспериментальное исследование антенны вытекающих волн на основе частично заполненного прямоугольного волновода с продольной щелью // Электромагнитные волны и электронные системы. 2016. Т. 21. № 2. С. 3-8.
125. Abdullin R.R., Sokolov R.I. Experimental Research of Leaky-Wave Antenna Based on Covered Rectangular Waveguide with Transverse Slots // 2016 URSI Asia-Pacific Radio Science Conference (URSI AP-RASC 2016). Seoul, Korea. 2016. Pp. 1578-1581.
126. Abdullin R.R., Sokolov R.I. Experimental Research into Leaky-Wave Antenna Based on Layered Rectangular Waveguide with Transverse Slots // 24th Telecommunications forum TELFOR 2016. Belgrade, Serbia. 2016.