

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи



ЛЕ ДОАН ТРИНЬ
ПЛАНАРНЫЕ МНОГОЛУЧЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С
ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

Специальность 05.12.07 – «Антенны, СВЧ устройства и
их технологии».

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико - математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук
Калошин Вадим Анатольевич

Москва – 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1 . ЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С ШИРОКИМ СЕКТОРОМ ЧАСТОТНОГО СКАНИРОВАНИЯ	13
1.1. ЛИНЕЙНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА С ИЗЛУЧЕНИЕМ МИНУС ПЕРВОЙ ГАРМОНИКИ	13
1.2. ЛИНЕЙНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА С ИЗЛУЧЕНИЕМ ДВУХ ГАРМОНИК	27
ГЛАВА 2 . МНОГОЛУЧЕВЫЕ ПЛАНАРНЫЕ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С БИФОКАЛЬНЫМИ ДИАГРАММО-ОБРАЗУЮЩИМИ СИСТЕМАМИ	41
2.1. СИНТЕЗ БИФОКАЛЬНОЙ ДВУХЗЕРКАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ.	41
2.2. СИНТЕЗ БИФОКАЛЬНОЙ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ.	49
2.3. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА С БИФОКАЛЬНЫМИ ДОС	56
ГЛАВА 3 . ПЛАНАРНЫЕ МНОГОЛУЧЕВЫЕ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С ОГРАНИЧЕННЫМ СЕКТОРОМ ЧАСТОТНОГО СКАНИРОВАНИЯ	63
3.1. БИФОКАЛЬНАЯ ОДНОЗЕРКАЛЬНАЯ ПЛАНАРНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА	64
3.2. ТРЕХФОКАЛЬНАЯ ДВУХЗЕРКАЛЬНАЯ ПЛАНАРНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА	80
3.3. ТРЕХФОКАЛЬНАЯ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВАЯ ПЛАНАРНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА	88
3.4. ОПТИМИЗАЦИЯ И АНАЛИЗ ТРЕХФОКАЛЬНЫХ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ АНТЕННЫХ РЕШЁТОК	97
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	104
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	106

ВВЕДЕНИЕ

АКТУАЛЬНОСТЬ ТЕМЫ ДИССЕРТАЦИОННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

В последнее время резко возрос интерес к исследованиям планарных многолучевых антенн на основе волноводно-щелевых антенных решеток с квазиоптическими диаграммо-образующими системами [1]. Этот интерес обусловлен тем, что наряду с традиционными приложениями волноводно-щелевых антенн в радиолокационных системах, появляются новые, в частности, в области ближней радиолокации и радиовидения, а также систем связи новых поколений. Еще одна причина возросшего интереса – появление новых технологий изготовления волноводно-щелевых антенн, в частности, SIW технологий. При этом возрастающие требования в приложениях и внутренняя логика развития науки требуют улучшения параметров этого класса антенн, в первую очередь, расширения сектора углов частотного сканирования и многолучевой диаграммы направленности.

Исследования волноводно-щелевых антенн проводились в течение длительного времени, что нашло отражение во многих публикациях (см., например, [2-5]). Основная масса исследований посвящена антеннам с излучением минус первой гармоники, при этом в большинстве из них используются двойные продольные щели на периоде в широкой стенке волновода в качестве излучающих элементов.

В работе [6] рассмотрена задача синтеза и анализа антенны вытекающей волны в виде прямоугольного волновода с двойными продольными щелями в широкой стенке с переменными длинами для реализации синусоидального распределения поля вдоль волновода. В работе [7] рассмотрены планарные двумерно-периодические сканирующие антенные решетки вытекающей волны, состоящие из заполненных диэлектриком прямоугольных металлических волноводов с двойными поперечными щелями. В [8] рассмотрены волноводно-щелевые антенны с различным количеством поперечных щелей на периоде антенны.

Сектор частотного сканирования антенны вытекающей волны, излучающей минус первую пространственную гармонику шире, чем у аналогичной антенны, излучающей нулевую гармонику. Этот сектор может достигать 180° , однако лишь в случае заполнения волновода материалом с очень высокой диэлектрической проницаемостью [9], что приводит к увеличению веса, стоимости и тепловых потерь.

Широкий сектор частотного сканирования антенны вытекающей волны можно получить при использовании прямоугольного металло-диэлектрического волновода, интегрированного в подложку (SIW) с меандровыми щелями в широкой стенке [10]. При соответствующем выборе параметров волновода и щелей удастся реализовать режимы распространения прямой (в верхней части рабочего диапазона) и обратной (в нижней части диапазона) вытекающей волны, излучающих в широком секторе углов. В работе [11] экспериментально реализованный угол частотного сканирования менялся от -60° до $+60^\circ$ относительно нормали при изменении частоты от 8.6 до 12.8 ГГц. При этом данные о полной эффективности антенны отсутствуют.

В работе [12] был предложен другой путь расширения сектора частотного сканирования вплоть до 180° . Такой сектор сканирования достигается выбором параметров антенны вытекающей волны, при которых обеспечивается режим излучения как основной (нулевой), так и минус первой гармоники пространственного спектра в диапазоне рабочих частот антенны, определяемых полосой одномодового режима волновода с непрерывным сектором углов частотного сканирования. Антенна выполнена в виде заполненного диэлектриком прямоугольного металлического волновода с периодически расположенными парными поперечными щелями в широкой стенке. Исследование частотной зависимости коэффициента усиления (КУ) и коэффициента использования поверхности (КИП) антенны в работе [13] показало заметное снижение этих величин в значительной части частотного диапазона, обусловленное наличием частотных резонансов коэффициента

отражения и сильной частотной дисперсией постоянной затухания вытекающей волны, что приводит к неравномерному амплитудному распределению вдоль антенны и, соответственно, значительному снижению величины КУ и КИП.

Таким образом, представляет интерес задача исследования возможности расширения сектора частотного сканирования волноводно-щелевых антенн и антенных решеток за счет подавления частотных резонансов коэффициента отражения и выравнивания частотной характеристики постоянной вытекания.

Для формирования многолучевой диаграммы направленности в планарных волноводно-щелевых антенных решетках используется диаграммо-образующая система (ДОС) на основе планарного волновода с расположенными в волноводе облучателями. В простейшем случае конструкция антенной решетки содержит два слоя, связанных параболической щелью или системой отверстий, которые замыкаются параболическим зеркалом [14, 15]. Однако система с параболическим зеркалом не может обеспечить широкоугольную многолучевую диаграмму из-за аберраций, возникающих при смещении облучателя из фокуса параболы. В работе [16], где впервые была применена двухслойная конструкция планарной многолучевой антенны с квазиоптическим формированием лучей, для уменьшения аберраций использована бифокальная зеркально-линзовая система на основе волноводной линзы, в работах [17-20] – трехфокальная система на основе линзы Ротмана. В работах [21, 22] синтезирована и оптимизирована, а в работе [23] - экспериментально исследована двухзеркальная апланатическая ДОС. В работе [24] синтезирована и исследована трехзеркальная апланатическая ДОС, а в работе [25] - трехфокальная волноводная зеркально-линзовая ДОС с одинаковыми длинами волноводов.

Следует отметить, что использование зеркально - линзовых ДОС с принудительным преломлением и трехзеркальных ДОС приводит к усложнению конструкции и увеличению потерь. Поэтому представляет интерес задача уменьшения аберраций и, в результате, расширение углового сектора

(угла зрения) многолучевой диаграммы направленности при использовании полифокальных однозеркальных, двухзеркальных и зеркально-линзовых ДОС с диэлектрическими линзами.

В работах Б.Е. Кинбера с соавторами [26, 27] предложена методика решения задачи синтеза бифокальной двухзеркальной системы, преобразующей две расходящиеся цилиндрические волны в сходящиеся или плоские. Методика основана на задании начального участка поверхности одного из зеркал и последовательного нахождения других участков этого и другого зеркала. Для получения гладкого решения в указанных работах приведены условия сопряжения с требованием непрерывности функций, описывающих участки поверхности, а также их производных на границах участков. Однако приведенных в указанных работах условий недостаточно для получения корректного решения задачи геометрического синтеза. Кроме того, в этих работах отсутствует ответ на вопрос о выборе начального участка.

Из изложенного выше следует, что задачи расширения угловых секторов частотного сканирования и многолучевой диаграммы направленности планарных многолучевых волноводно-щелевых антенных решёток с однозеркальными, двухзеркальными и зеркально-линзовыми ДОС, является актуальными как с научной, так и прикладной точек зрения.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью диссертационной работы является разработка и исследование планарных многолучевых волноводно-щелевых антенных решёток с широкими угловыми секторами частотного сканирования и многолучевой диаграммы направленности.

ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Достижение поставленной цели потребовало решения следующих задач:

1) Разработка линейных волноводно-щелевых антенных решеток с широким сектором частотного сканирования.

2) Построение электродинамических моделей и проведение исследований линейных волноводно-щелевых антенных решеток с широким сектором частотного сканирования.

3) Изготовление экспериментального образца и проведение измерений параметров линейной волноводно-щелевой антенной решетки с широким сектором частотного сканирования.

4) Синтез бифокальных и трехфокальных планарных волноводно-щелевых антенных решёток на основе зеркальных и зеркально-линзовых систем.

5) Анализ aberrаций бифокальных и трехфокальных планарных волноводно-щелевых антенных решёток

6) Построение электродинамических моделей и проведение исследований многолучевых планарных волноводно-щелевых антенных решёток.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В работе использованы: приближенная аналитическая теория, численные и численно-аналитические методы, а также физический эксперимент.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА

В диссертационной работе получены следующие новые научные результаты:

1) Разработана и исследована линейная волноводно-щелевая антенная решетка с четырьмя продольными щелями на периоде и широким сектором частотного сканирования.

2) Разработана и исследована волноводно-щелевая антенная решетка с тремя поперечными щелями на периоде, излучением двух пространственных гармоник и полным сектором частотного сканирования (180°).

3) Развита методика и разработан алгоритм точного решения задачи геометрооптического синтеза двухзеркальных бифокальных диаграммообразующих систем планарных антенн.

4) Развита методика и разработан алгоритм точного решения задачи геометрооптического синтеза однозеркальных бифокальных, двухзеркальных и зеркально-линзовых трехфокальных планарных волноводно-щелевых антенных решеток.

5) Синтезированы бифокальные и трехфокальные планарные волноводно-щелевые антенные решётки на основе однозеркальных, двухзеркальных и зеркально-линзовых систем.

6) С использованием приближенной теории и численного эксперимента проведены исследования бифокальных и трехфокальных планарных волноводно-щелевых антенных решёток на основе однозеркальных, двухзеркальных и зеркально-линзовых систем.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ

1) Разработана конструкция и изготовлен экспериментальный образец волноводно-щелевой антенны с четырьмя продольными щелями и сектором частотного сканирования 47 градусов.

2) Разработана конструкция волноводно-щелевой антенны с тремя поперечными щелями и сектором частотного сканирования 180 градусов.

3) Разработаны конструкции бифокальных планарных волноводно-щелевых антенных решёток с углом зрения многолучевой диаграммы более 70 градусов.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

1. Использование четырех продольных щелей в широкой стенке прямоугольного металлодиэлектрического волновода вытекающей волны

позволяет подавить резонанс коэффициента отражения на частоте излучения по нормали.

2. Использование трех поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного металло-диэлектрического волновода вытекающей волны позволяет подавить частотные резонансы коэффициента отражения, выровнять частотную характеристику постоянной вытекания и повысить коэффициент усиления линейной волноводно-щелевой антенной решетки.

3. Синтез спадающего к краям амплитудного распределения в апертуре антенны вытекающей волны позволяет расширить полосу рабочих частот для заданного уровня коэффициента использования поверхности.

4. Использование эллиптического зеркала вместо параболического и криволинейных линий расположения центров щелей в планарных волноводно-щелевых антенных решетках позволяет расширить угловой сектор многолучевой диаграммы направленности.

5. Двухзеркальные и зеркально-линзовые бифокальные ДОС обеспечивают более широкий угловой сектор многолучевой диаграммы направленности волноводно-щелевых антенных решеток по сравнению с однозеркальной бифокальной ДОС.

6. Двухзеркальные и зеркально-линзовые трехфокальные ДОС с криволинейными линиями расположения центров щелей обеспечивают более широкий угловой сектор многолучевой диаграммы направленности волноводно-щелевых антенных решеток по сравнению с бифокальными ДОС с прямолинейными линиями расположения центров щелей.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались на научных конференциях: Международной конференции «Радиоэлектронные устройства и системы для инфо - коммуникационных технологий». Сер. Научные конференции, посвященные Дню радио. Москва. 2018 г.; VI Всероссийской Микроволновой конференции, г. Москва. 2018 г.;

Conf. «Systems of signals generating and processing in the field of on board communications», Moscow. March. 2020.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из Введения, трех глав, Заключение и Списка литературы из 37 наименования. Диссертационная работа изложена на 109 страницах, содержит 64 рисунка и 2 таблицы.

Краткое содержание работы

В первой главе рассмотрены линейные волноводно-щелевые антенные решётки с излучением минус первой пространственной гармоники и двух (минус первой и нулевой) пространственных гармоник.

В первом разделе главы исследована линейная волноводно-щелевая антенная решётка с излучением минус первой пространственной гармоники. Сначала исследован процесс прохождения вытекающей моды через один период (ячейку) линейной волноводно-щелевой антенной решетки с одной, двумя и тремя поперечными щелями, а также с двумя и четырьмя продольными щелями. Найдены оптимальные параметры ячейки, обеспечивающие наиболее стабильный в полосе частот коэффициент прохождения.

Далее исследованы линейные волноводно-щелевые антенны с четырьмя продольными щелями с двумя видами амплитудного распределения вдоль волновода: с экспоненциальным и синусоидальным распределениями.

Для проверки полученных численных результатов проведено экспериментальное исследование линейной волноводно-щелевой антенны с экспоненциальным амплитудным распределением.

Во втором разделе главы проведены исследования линейной волноводно-щелевой антенной решётки с излучением двух гармоник. Исследованы частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения трех вариантов ячейки прямоугольного волновода с тремя поперечными щелями на широкой стенке: ячейки однородно заполненного волновода, ячейки однослойного волновода со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде и ячейки двухслойного металло-диэлектрического

волновода. Найдены оптимальные параметры ячеек, обеспечивающие подавление частотных резонансов коэффициента отражения и наиболее стабильный в полосе частот коэффициент прохождения.

На основе метода конечных элементов построены электродинамические модели волноводно-щелевых антенных решеток на основе однослойного волновода со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде и двухслойного волновода, и проведены исследования их характеристик.

Во второй главе рассмотрены многолучевые волноводно-щелевые антенные решетки с бифокальными диаграммо-образующими системами.

В первом и втором разделах главы развита методика и проведен синтез, соответственно, бифокальной трехслойной двухзеркальной и двухслойной зеркально-линзовой систем, а также анализ их абераций.

В третьем разделе главы методом конечных элементов проведены численные эксперименты и исследования характеристики планарных волноводно-щелевых антенных решеток с синтезированными и оптимизированными бифокальными диаграммо-образующими системами. В качестве элементов планарных решеток, использованы предложенная и исследованная в первой главе линейная волноводно-щелевая антенная решетка с четырьмя продольными щелями на периоде и синусоидальным амплитудным распределением.

В третьей главе рассмотрены многолучевые планарные волноводно-щелевые антенные решетки с ограниченным сектором частотного сканирования.

В первом разделе главы развита методика и проведен синтез и исследование бифокальной планарной волноводно-щелевой антенной решетки на основе однозеркальной системы с эллиптическим зеркалом.

Во втором и третьем разделах главы развита методика и проведен синтез трехфокальной двухзеркальной и зеркально-линзовой планарных волноводно-

щелевых антенных решеток. Далее сделан анализ абераций и путем численного эксперимента проведены исследования бифокальных и трехфокальных многолучевых планарных волноводно-щелевых антенных решёток.

В Заключении приведены основные результаты диссертации и сделаны общие выводы и рекомендации.

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД СОИСКАТЕЛЯ

Работы были выполнены Ле Д.Т. как самостоятельно, так и в соавторстве с сотрудниками лаборатории электродинамики композиционных сред и структур ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. В совместных работах соискателю принадлежит разработка и изготовление экспериментального образца волноводно-щелевой антенны с четырьмя продольными щелями на периоде, проведение измерений его параметров (совместно Е.В. Фроловой), разработка и исследование волноводно-щелевой антенны с тремя поперечными щелями на периоде, разработка алгоритма и синтез бифокальной двухзеркальной диаграммо-образующей системы, разработка алгоритма и синтез бифокальной однозеркальной и трехфокальных волноводно-щелевых антенных решёток, построение электродинамических моделей с использованием приближенной теории и метода конечных элементов многолучевых планарных бифокальных и трехфокальных волноводно-щелевых антенных решёток, а также проведение исследований их параметров.

ГЛАВА 1 . ЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С ШИРОКИМ СЕКТОРОМ ЧАСТОТНОГО СКАНИРОВАНИЯ

В первом разделе главы исследованы возможности расширения рабочей полосы и, соответственно, сектора частотного сканирования волноводно-щелевой антенны с излучением минус первой пространственной гармоники в виде интегрированного в подложку волновода с различным количеством на периоде и различным расположением щелей в широкой стенке.

Во втором разделе главы рассматривается волноводно-щелевая антенна с излучением минус первой и нулевой пространственных гармоник. Исследуются возможности подавления частотных резонансов коэффициента отражения в области перехода от одного режима излучения к другому путем добавления третьей щели на периоде и оптимизации параметров щелей в структуре, а также снижение частотной дисперсии коэффициента затухания вытекающей моды за счет использования двухслойного диэлектрического заполнения с периодическим скачками толщины одного из слоев, уменьшая тем самым неравномерность ее амплитудного распределения вдоль антенны и повышая, вследствие этого, величины КУ и КИП в рабочем диапазоне частот.

1.1. ЛИНЕЙНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА С ИЗЛУЧЕНИЕМ МИНУС ПЕРВОЙ ГАРМОНИКИ

При исследовании коэффициентов отражения и прохождения в зависимости от частоты, типа и количества щелей на периоде антенны ограничимся сначала рассмотрением одного периода, т.е. одной ячейки прямоугольного волновода сечением 15×5 мм, заполненного диэлектриком с относительной проницаемостью $\epsilon = 2.25$ и щелями в широкой стенке. Поперечное сечение метало - диэлектрического волновода приведено на рис. 1.1, толщина медных стенок волновода 0.5 мм.

Рассмотрим ячейки с одиночной (рис. 1.2), двумя (рис. 1.3) и тремя поперечными щелями (рис. 1.4), а также с двумя (рис. 1.5) и четырьмя продольными щелями (рис. 1.6). Параметры ячеек будем подбирать из расчета, чтобы коэффициенты отражения при возбуждении ячейки были минимальными на частоте 10 ГГц, соответствующей излучению антенны по нормали, а коэффициенты прохождения были бы примерно равны - 0.3 дБ.

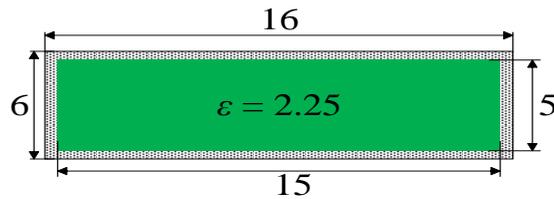


Рис. 1.1. Поперечное сечение метало - диэлектрического волновода.

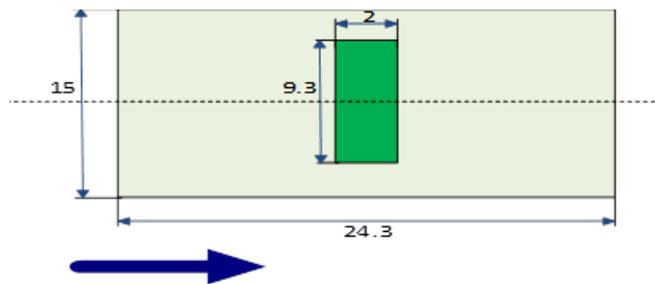


Рис. 1.2. Ячейка с одиночной поперечной щелью.

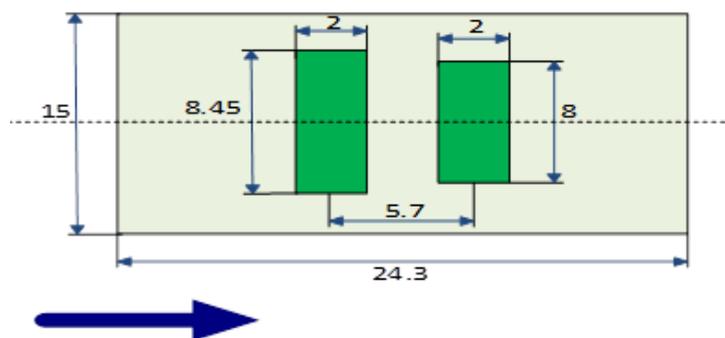


Рис. 1.3. Ячейка с двумя поперечными щелями.

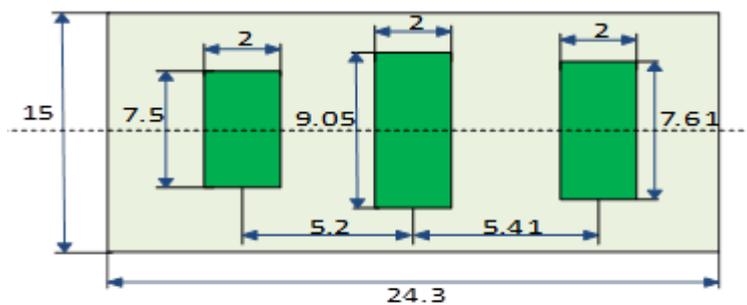


Рис. 1.4. Ячейка с тремя поперечными щелями.

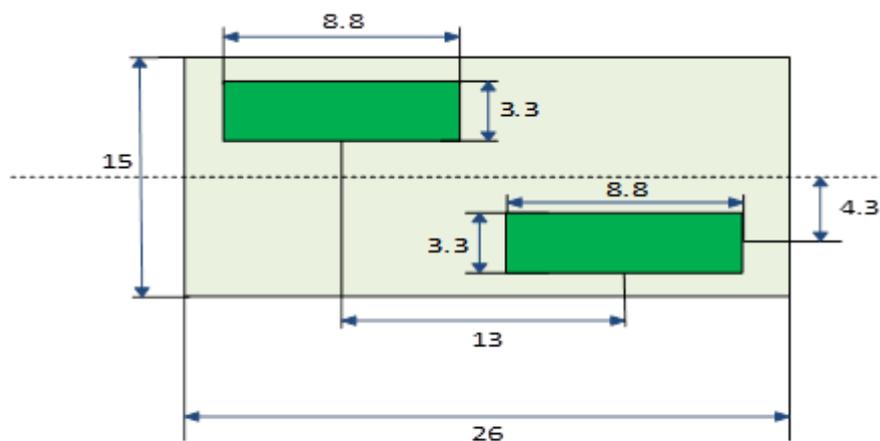


Рис. 1.5. Ячейка с двумя продольными щелями.

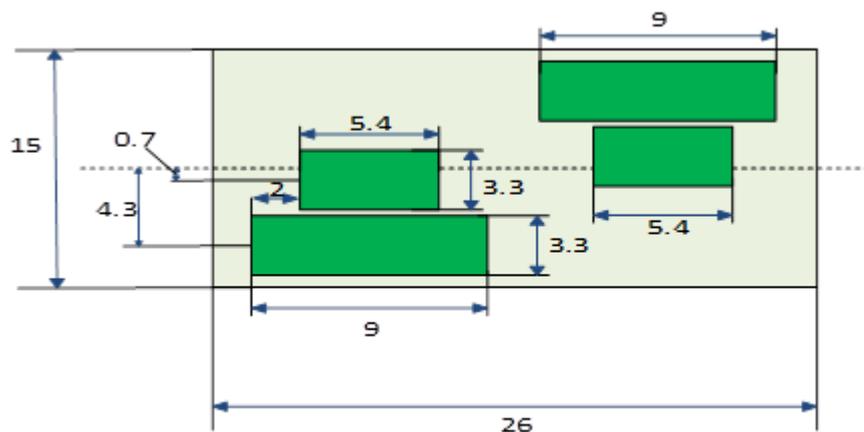


Рис. 1.6. Ячейка с четырьмя продольными щелями.

На рисунках 1.7 и 1.8 представлены рассчитанные методом конечных элементов в программной среде Ansys HFSS частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения оптимизированных ячеек (кривая 1 – с одиночной поперечной щелью, кривая 2 – с двумя поперечными щелями, кривая 3 – с тремя поперечными щелями, кривая 4 – с двумя продольными щелями и кривая 5 – с четырьмя продольными щелями).

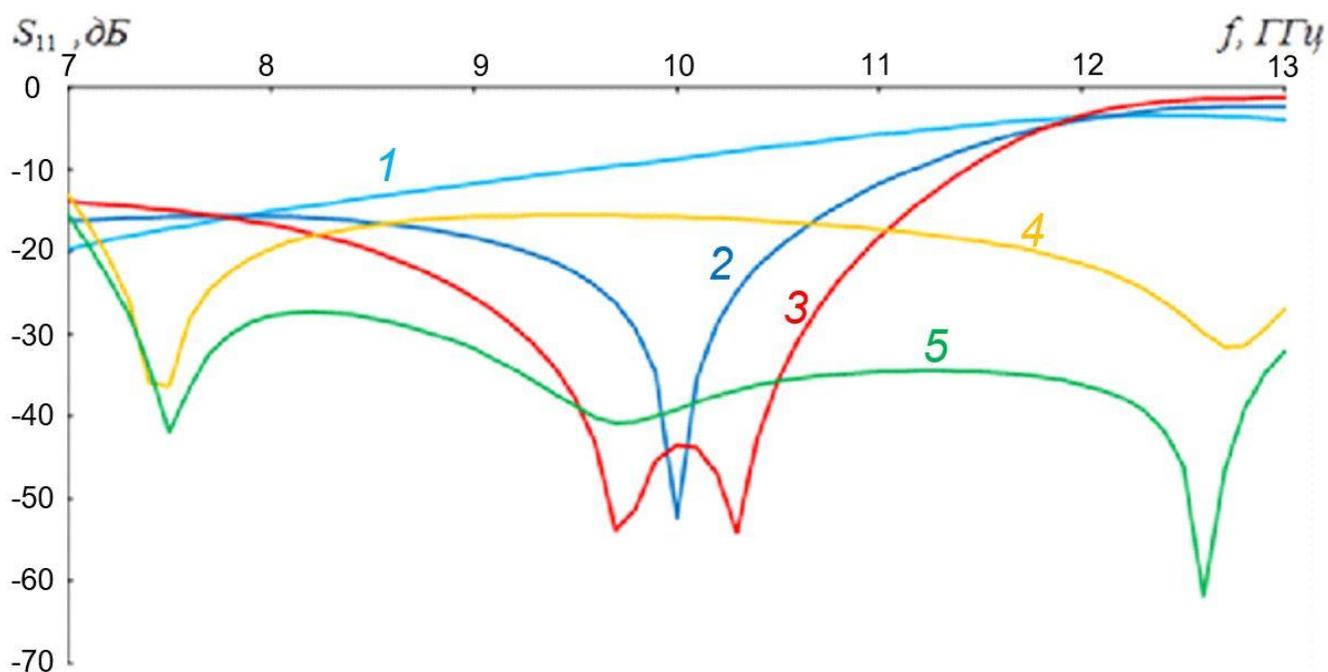


Рис. 1.7. Зависимости коэффициентов отражения ячеек от частоты.

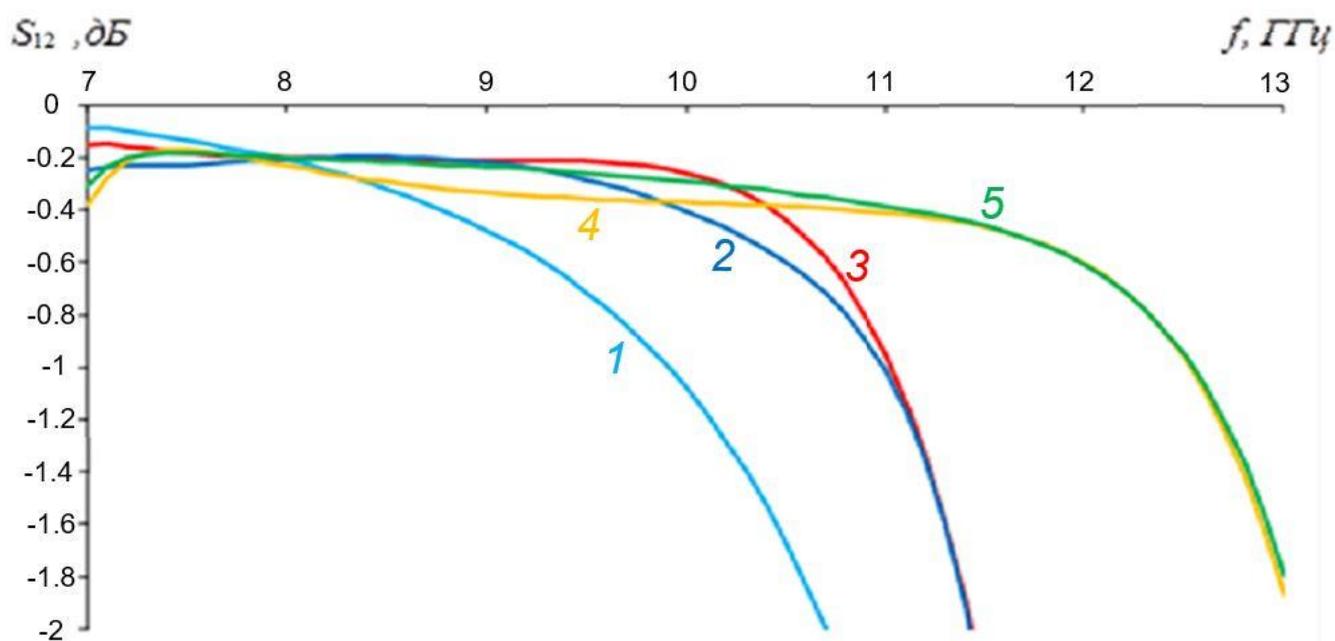


Рис. 1.8. Зависимости коэффициентов прохождения ячеек от частоты.

На рис. 1.7, 1.8 видно, что ячейка с одиночной поперечной щелью имеет высокий коэффициент отражения в полосе частот от 7 до 13 ГГц и ее коэффициент передачи резко падает в этой полосе частот. Также можно видеть, что наиболее стабильными в полосе частот от 7 до 12 ГГц являются коэффициенты прохождения ячеек с четырьмя продольными щелями. Исследование возможностей именно этого варианта антенны будет проведено ниже.

Рассмотрим ячейку интегрированного в подложку волновода с четырьмя продольными щелями (рис. 1.9). Размер узкой стенки волновода равен 1.6мм, остальные размеры и параметры оптимизации в низкочастотной части миллиметрового диапазона показаны на рисунке.

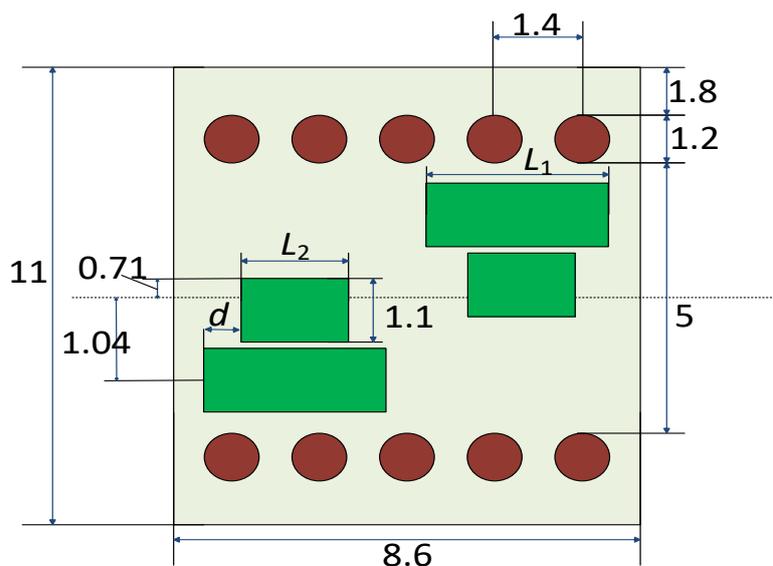


Рис. 1.9. Ячейка с четырьмя продольными щелями.

Для обеспечения согласования при излучении по нормали были выбраны четыре набора параметров ячеек, в которых коэффициенты отражения минимальны на частоте 30 ГГц: 1 - $L_1 = 4.1$, $L_2 = 2.48$, $d = 1.14$; 2 - $L_1 = 3.8$, $L_2 = 2.25$, $d = 1.045$; 3 - $L_1 = 3.5$, $L_2 = 2.42$, $d = 0.78$; 4 - $L_1 = 3.2$, $L_2 = 1.32$, $d = 1.15$. Все размеры - в миллиметрах.

На рис. 1.10, 1.11, соответственно, представлены расчетные зависимости постоянной затухания α и постоянной распространения β от частоты для этих наборов параметров ячейки. Номер кривой соответствует номеру набора параметров. При моделировании ячейки использовалась методика, описанная в работе [6].

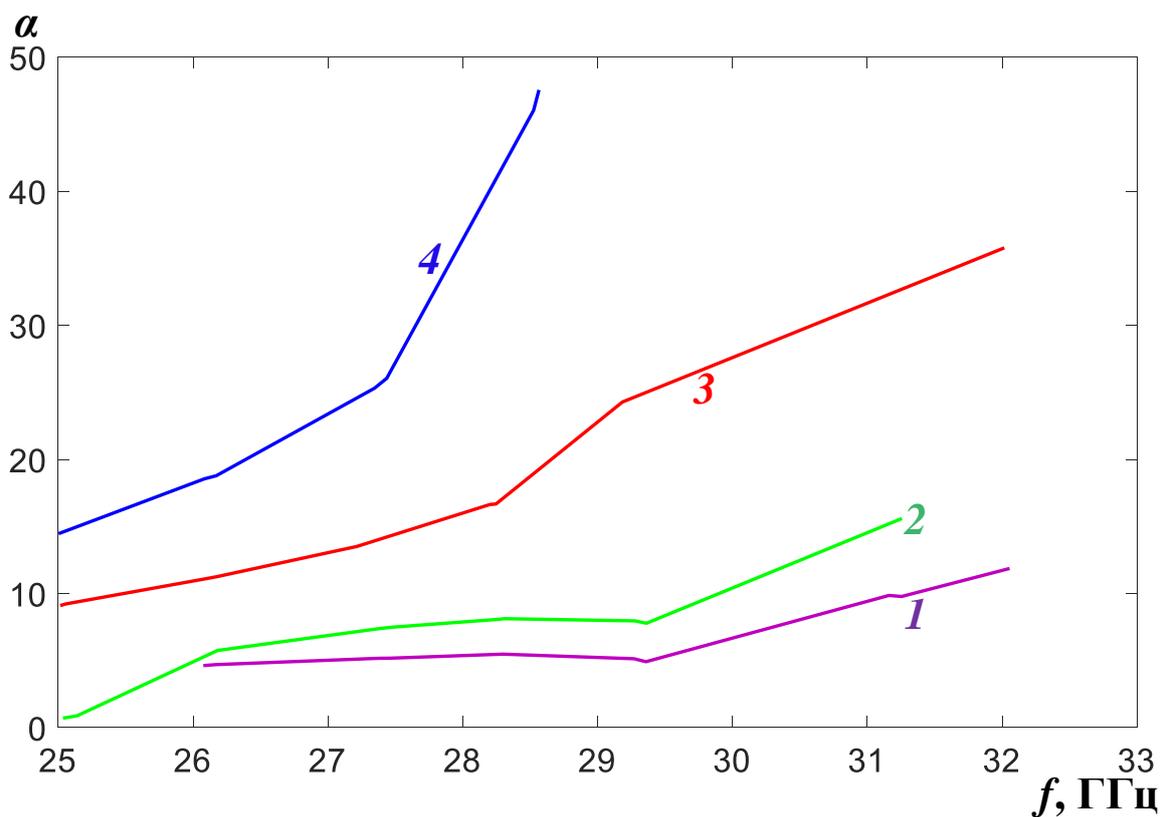


Рис. 1.10. Зависимости постоянной затухания вытекающей моды от частоты.

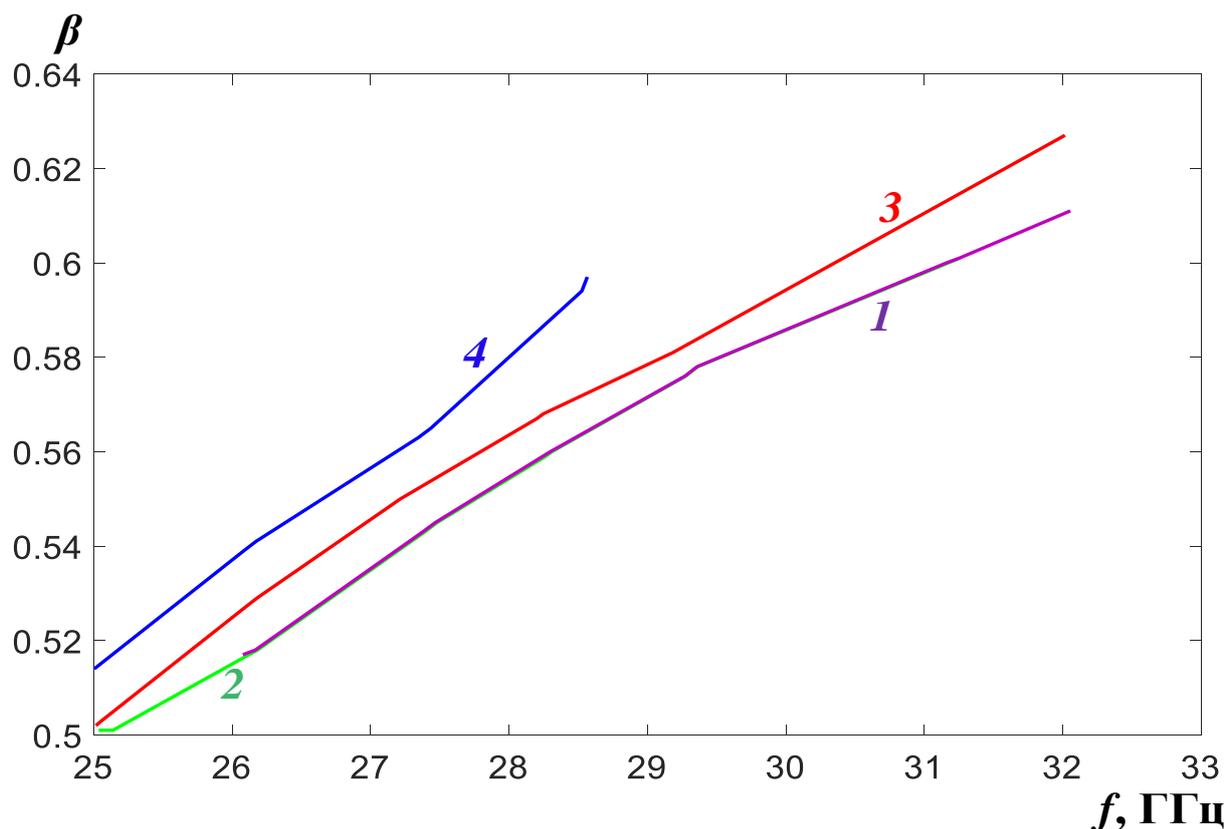


Рис. 1.11. Зависимости постоянной распространения вытекающей моды от частоты.

На рис. 1.10 видно, что постоянная затухания сильно зависит от частоты и параметров ячейки. При этом постоянная распространения (рис. 1.11) растет с частотой практически по линейному закону и сравнительно слабо зависит от параметров ячейки.

Постоянная затухания наиболее стабильна для набора параметров № 1 в области частот 26- 30 ГГц. На средней частоте диапазона ($f = 28$ ГГц) зависимость постоянной затухания от длины первой щели (L_1) можно аппроксимировать по формуле $\alpha(L_1) = 0.0078 \exp(2.01L_1)$. Используя эту формулу и известную формулу [2, 5], связывающую постоянную затухания и распределение мощности вытекающей волны вдоль волновода, можно найти зависимость длины щели $L_1(y)$ вдоль волновода. Длины других щелей выбираются из расчета, чтобы коэффициенты отражения при возбуждении

ячейки были минимальными на частоте 30 ГГц, соответствующей излучению по нормали.

Длина щели L_1 для синусоидального распределения модуля электрического поля вдоль волновода определяется формулой:

$$L_1(y) = \frac{(\ln(0.5\alpha(y)) - \ln(a_0))}{b_0}, \quad (1.1)$$

где $a_0 = 0.0078$, $b_0 = 2.01$, $\alpha(y) = (10^3 A(y)) / ((\frac{P_0}{P_0 - P_L}) \frac{2L}{\pi} + \frac{L}{\pi} \cos((\frac{\pi y}{L}) - 1))$, $A(y) = \sin(\pi y/L)^{0.5}$ - амплитудное распределение поля вдоль антенны, P_0 - полная мощность на входе антенны, P_L - мощность излучения, $L = 172$ мм - длина антенны. Результаты расчетов длин щелей с использованием формулы (1.1) и их положения приведены в таблице 1.1.

Таб. 1.1. Длины щелей (L_1 , L_2) и их относительное положение (d).

Номер	L_1 (мм)	L_2 (мм)	d (мм)
1	1.851	0.1	1.075
2	2.399	0.53	1.135
3	2.656	0.72	1.168
4	2.827	0.83	1.199
5	2.958	1.01	1.174
6	3.065	1.19	1.138
7	3.157	1.36	1.099
8	3.238	1.51	1.084
9	3.312	1.7	1.026
10	3.381	1.89	0.966
11	3.445	2.31	0.808
12	3.505	2.39	0.798
13	3.56	2.4	0.83
14	3.611	2.45	0.841

15	3.654	2.44	0.867
16	3.682	2.5	0.851
17	3.685	2.5	0.853
18	3.637	2.47	0.844
19	3.479	2.4	0.78
20	2.988	1.04	1.174

При выборе постоянных значений параметров $L_1 = 3.5\text{мм}$, $L_2 = 2.34\text{мм}$ и $d = 0.83\text{мм}$ реализуется экспоненциальное распределение поля вдоль антенны со спаданием амплитуды вытекающей моды на конце антенны -10 дБ на средней частоте ($f = 28\text{ГГц}$).

На рис. 1.12 приведены результаты моделирования методом конечных элементов в программной среде Ansys HFSS распределения амплитуды электрического поля вдоль антенны в плоскости ее симметрии на расстоянии 8.4мм от излучающей поверхности (синяя кривая 1 - синусоидальное распределение и красная кривая 2 – экспоненциальное распределение) на средней частоте ($f = 28\text{ГГц}$). На рисунке видно достаточное хорошее совпадение заданных и полученных распределений амплитуды поля.

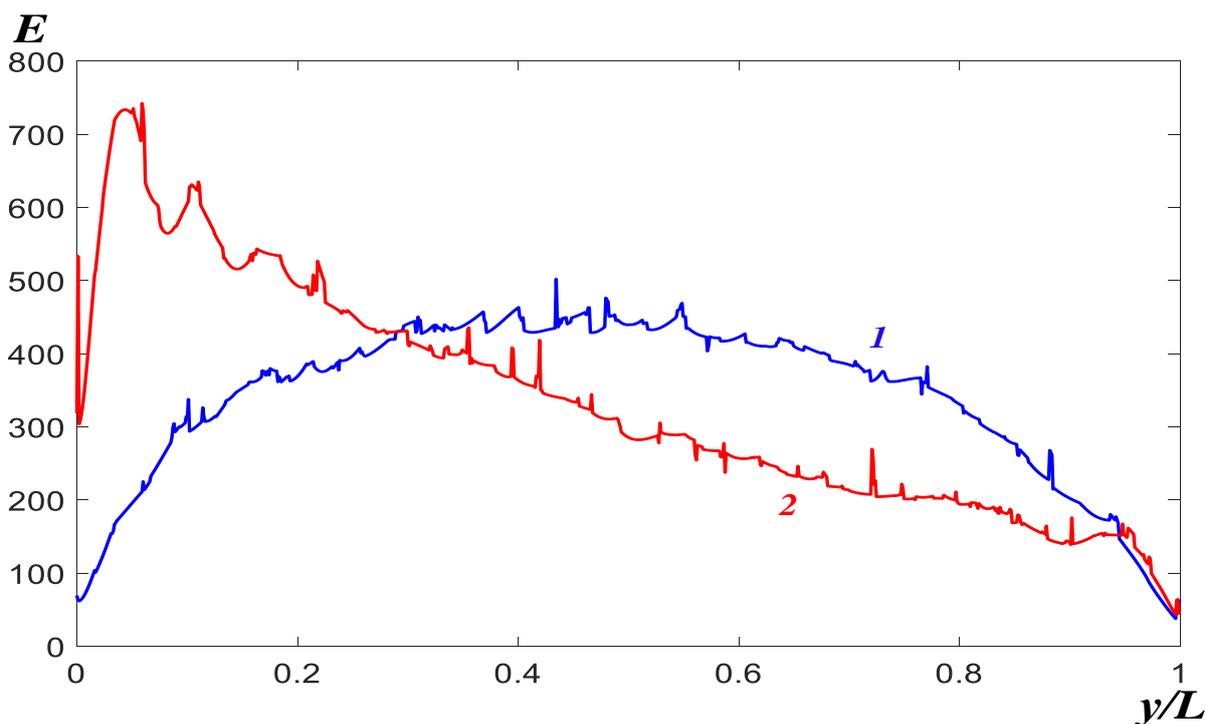


Рис. 1.12. Распределения амплитуды электрического поля вдоль антенны.

На рис. 1.13 кривыми 1, 2, соответственно для экспоненциального и синусоидального распределений амплитуды поля, приведены результаты моделирования частотной зависимости коэффициента отражения. На рисунке видно, что уровень отражения во всей исследованной полосе частот не превышает -12 дБ.

На рис. 1.14 в тех же обозначениях приведены диаграммы направленности антенны на 17 частотах при синусоидальном и экспоненциальном распределениях амплитуды. На рис. 1.14 видно, что усиление антенны с синусоидальным амплитудным распределением с увеличением частоты спадает медленнее, чем в случае экспоненциального распределения. На рис. 1.15 представлены соответствующие зависимости КИПа от частоты.

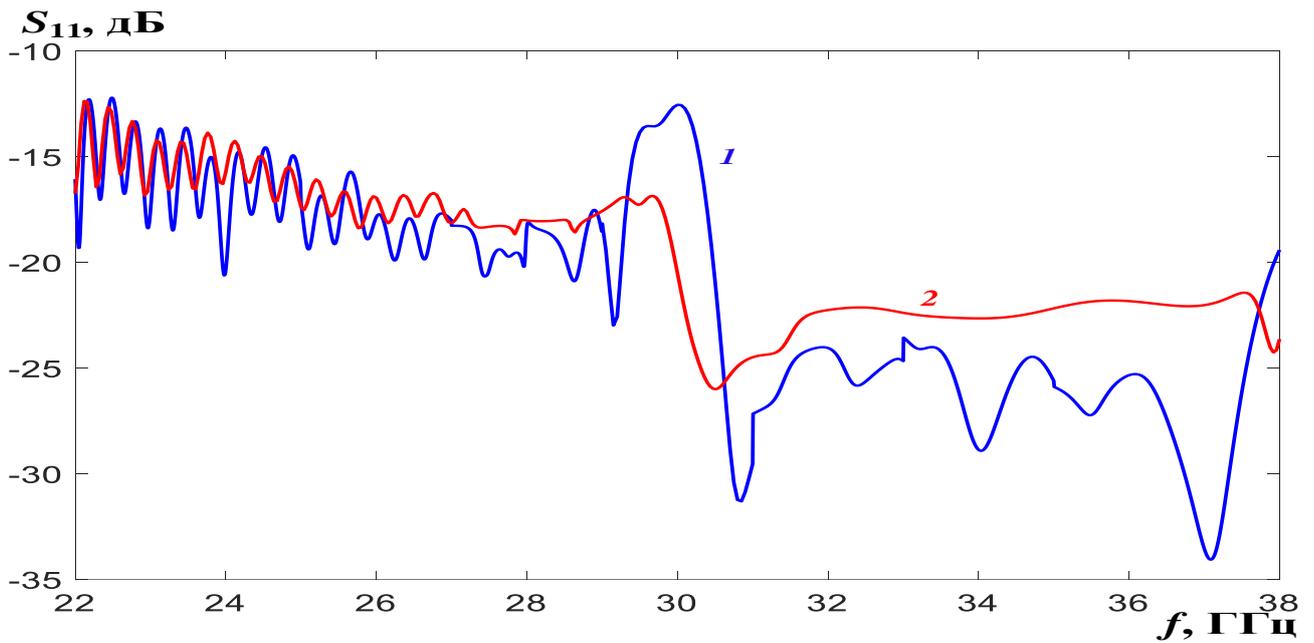


Рис. 1.13. Зависимости коэффициентов отражения от частоты.

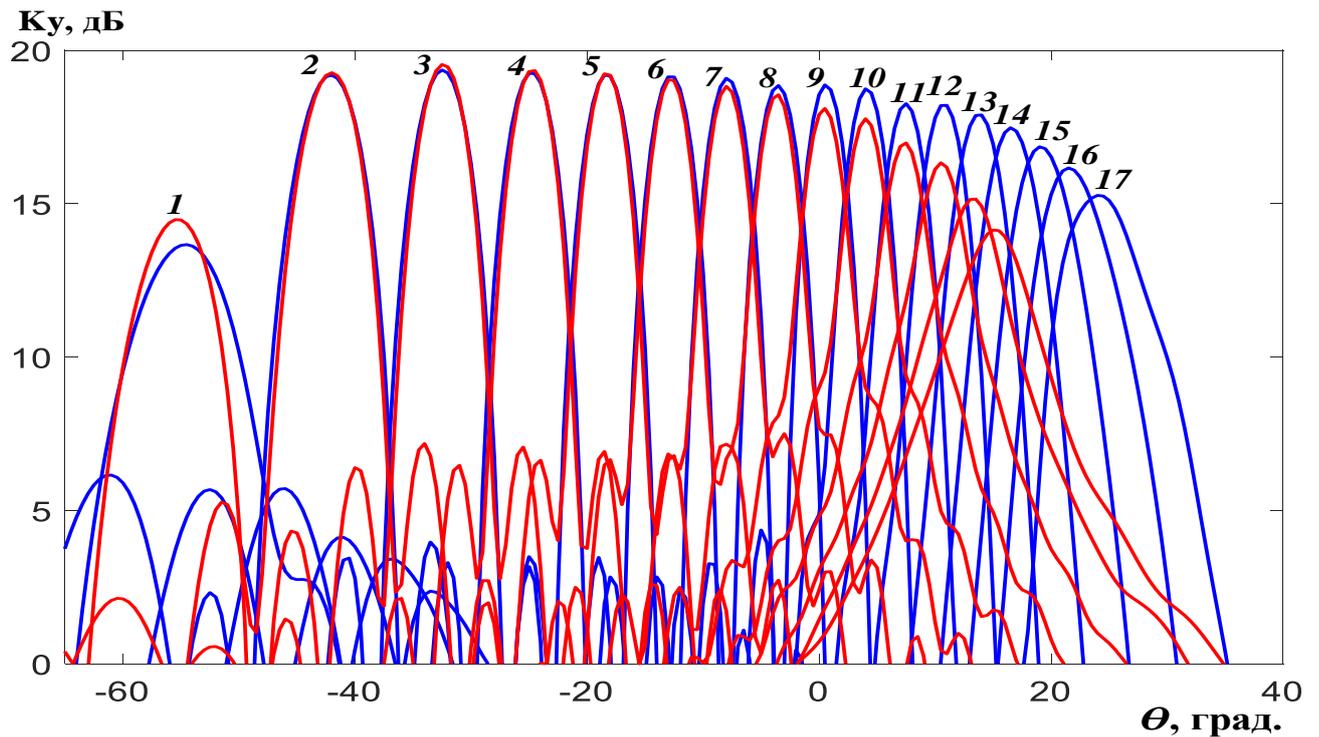


Рис. 1.14. Диаграммы направленности на частотах: 1 – 22ГГц, 2– 23ГГц, 3– 24ГГц, 4– 25ГГц, 5– 26ГГц, 6– 27ГГц, 7– 28ГГц, 8– 29ГГц, 9– 30ГГц, 10– 31ГГц, 11– 32ГГц, 12– 33ГГц, 13– 34ГГц, 14– 35ГГц, 15– 36ГГц, 16– 37ГГц, 17– 38ГГц.

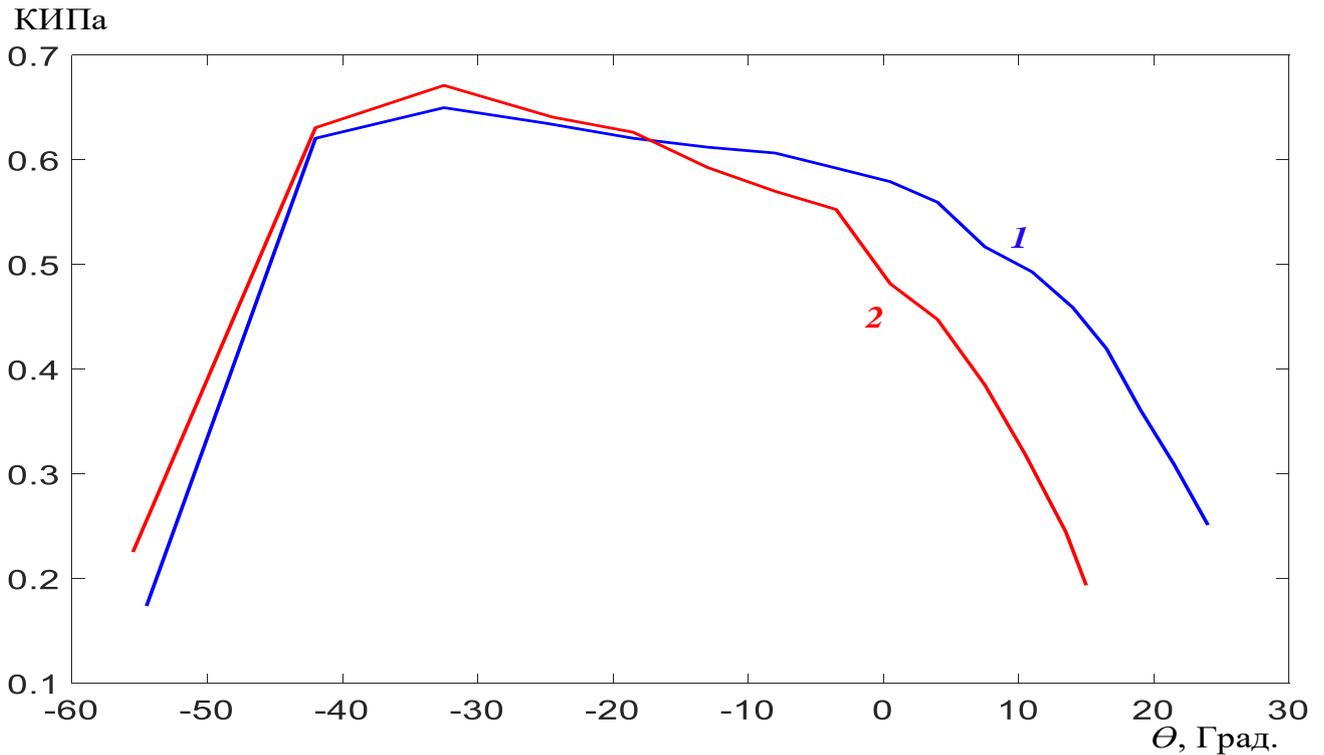


Рис. 1.15. Зависимости КИПа от частоты

На рис. 1.15 видно, что КИП антенны с экспоненциальным распределением более 0.5 в секторе углов сканирования 47° , а антенны с синусоидальным распределением – в секторе углов сканирования 55° .

На рис. 1.16 приведено фото экспериментального образца волноводно-щелевой антенны длиной 187 мм (15 ячеек) с экспоненциальным распределением. На рис. 1.17 представлены зависимости коэффициентов отражения от частоты, а на рис. 1.18 - диаграммы направленности экспериментального образца антенны на 13 частотах. Синими кривыми на рисунках показаны результаты моделирования, красными - измерений.

Как видно на рис. 1.17, результаты измерений коэффициента отражения выше расчетных на 3-5 дБ, а области частот 31 - 33 ГГц – на 5-7 дБ. При этом коэффициент отражения на частоте излучения по нормали (30 ГГц) не превышает уровень – 10 дБ в отличие от классической конструкции антенны с двумя продольными щелями на периоде (зеленая кривая).



Рис. 1.16. Экспериментальный образец антенны.

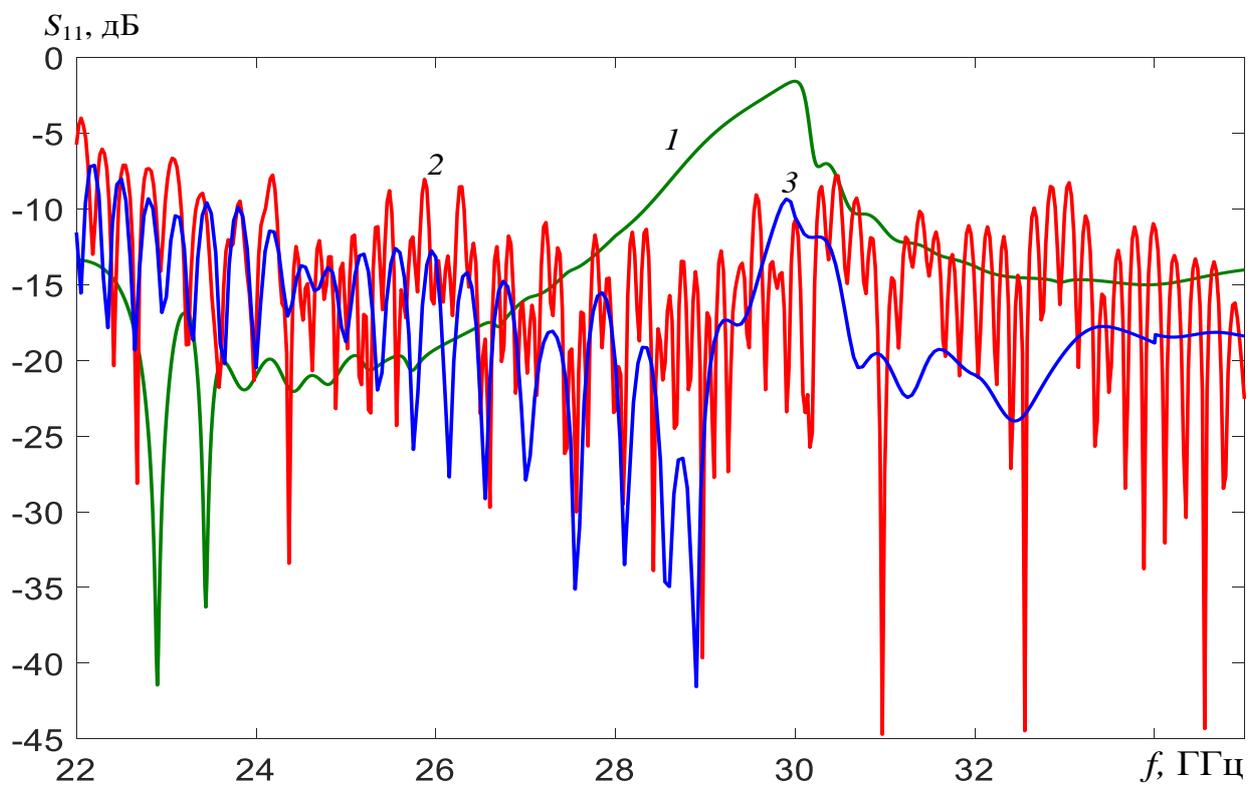


Рис. 1.17. Частотная зависимость коэффициента отражения.

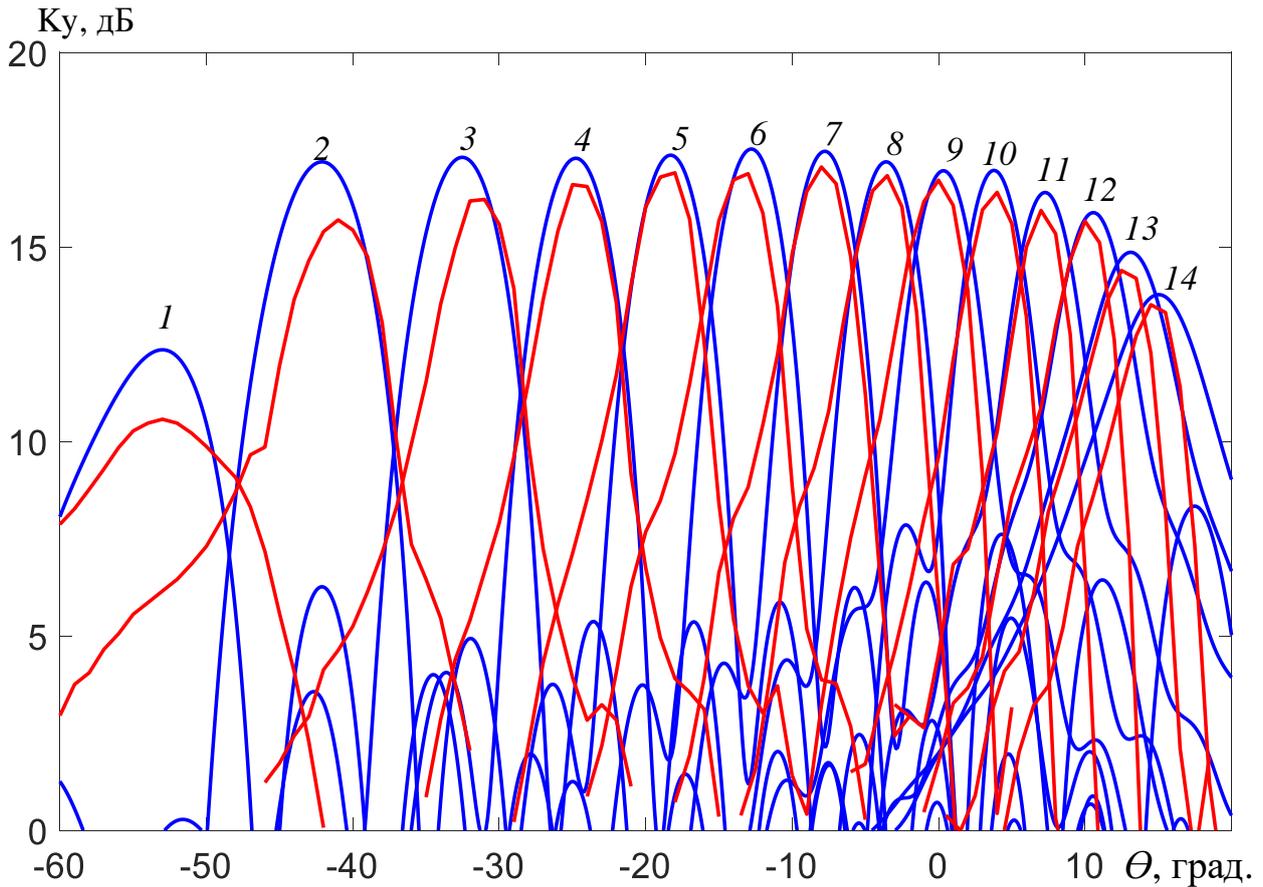


Рис. 1.18. Диаграммы направленности на частотах: 1-23 ГГц, 2-24 ГГц, 3-25 ГГц, 4-26 ГГц, 5-27 ГГц, 6-28 ГГц, 7-29 ГГц, 8-30 ГГц, 9-31 ГГц, 10-32 ГГц, 11-33 ГГц, 12-34 ГГц, 13-35 ГГц.

Как видно на рис. 1.18, различия между результатами моделирования и измерения коэффициента усиления экспериментального образца не превышают 1 дБ, за исключением области низких частот (менее 30 ГГц).

Отличие результатов измерений коэффициентов отражения и усиления от результатов моделирования можно объяснить рядом факторов, в том числе наличием коаксиально-волноводного перехода, отражение от которого не учитывалось при моделировании, качеством изготовления экспериментального образца и т.д.

1.2. ЛИНЕЙНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА С ИЗЛУЧЕНИЕМ ДВУХ ГАРМОНИК

Для исследования частотной зависимости коэффициентов отражения и прохождения волноводно-щелевой антенны рассмотрим ячейку (период) двух вариантов антенны в виде прямоугольного металло-диэлектрического волновода с тремя поперечными периодически расположенными щелями на широкой стенке (рис.1.19). Первый случай - однородно заполненный волновод (рис. 1.20а) с геометрическими параметрами $p = 6.56$ мм, $a = 4$ мм, $w = 0.44$ мм, $s_1 = 2.43$ мм, $s_2 = 2.45$ мм, $s_3 = 2.42$ мм, $d_1 = 1.66$ мм, $d_2 = 1.62$ мм. Второй случай - волновод со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде (рис. 1.20б) с геометрическими параметрами $p = 4.62$ мм, $a = 4.09$ мм, $w = 0.44$ мм, $s_1 = 2.15$ мм, $s_2 = 2.38$ мм, $s_3 = 2.2$ мм, $d_1 = 1.13$ мм, $d_2 = 1.18$ мм, остальные размеры показаны на рис. 2.

Параметры ячейки выбраны так, чтобы коэффициент отражения при возбуждении ячейки были минимальным на двух частотах, совпадающих с частотными резонансами коэффициента отражения антенны. Первый резонанс имеет место на частоте перехода из режима излучения основной гармоники в режим излучения минус первой гармоники, второй - на частоте излучения по нормали.

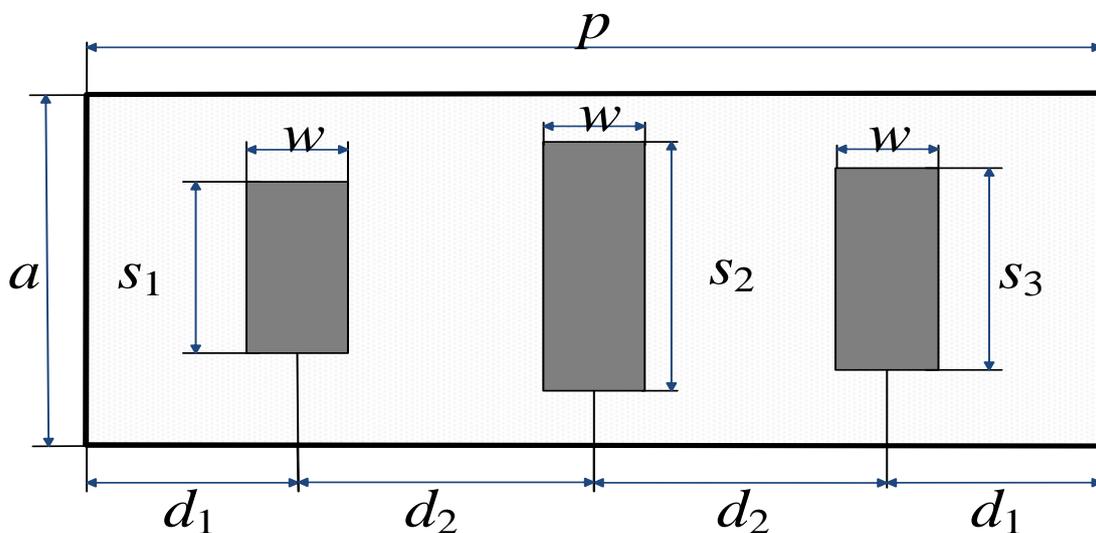


Рис. 1.19. Ячейка с тремя поперечными щелями

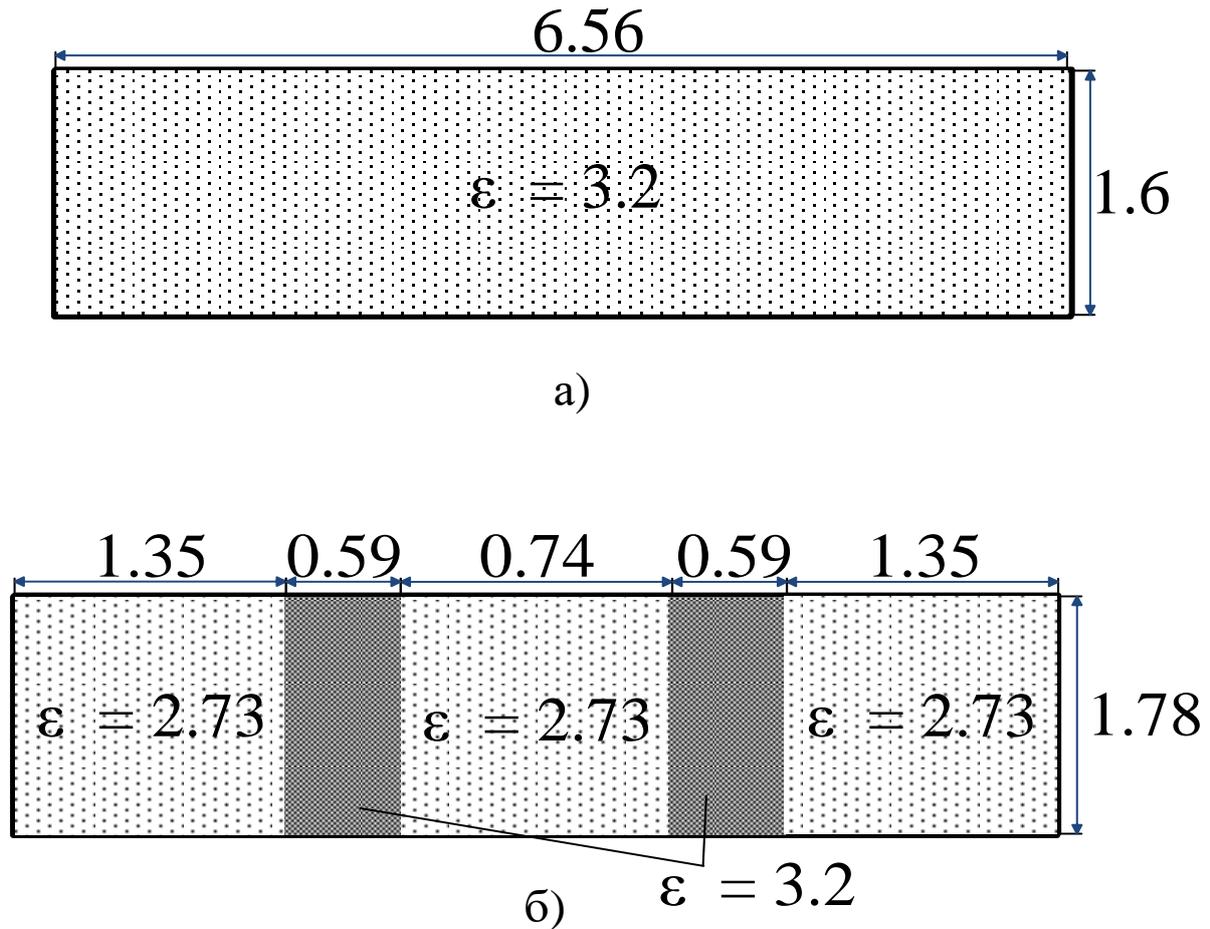


Рис. 1.20. Продольные сечения ячейки в E -плоскости: а - однородно заполненный волновод, б - волновод со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости.

На рис. 1.21 представлены рассчитанные методом конечных элементов в программной среде Ansys HFSS частотные зависимости коэффициентов отражения ячеек (кривая 1 - однородно заполненный волновод, кривая 2 - волновод со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости) и прохождения (кривая 3 - однородно заполненный волновод, кривая 4 - волновод со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости).

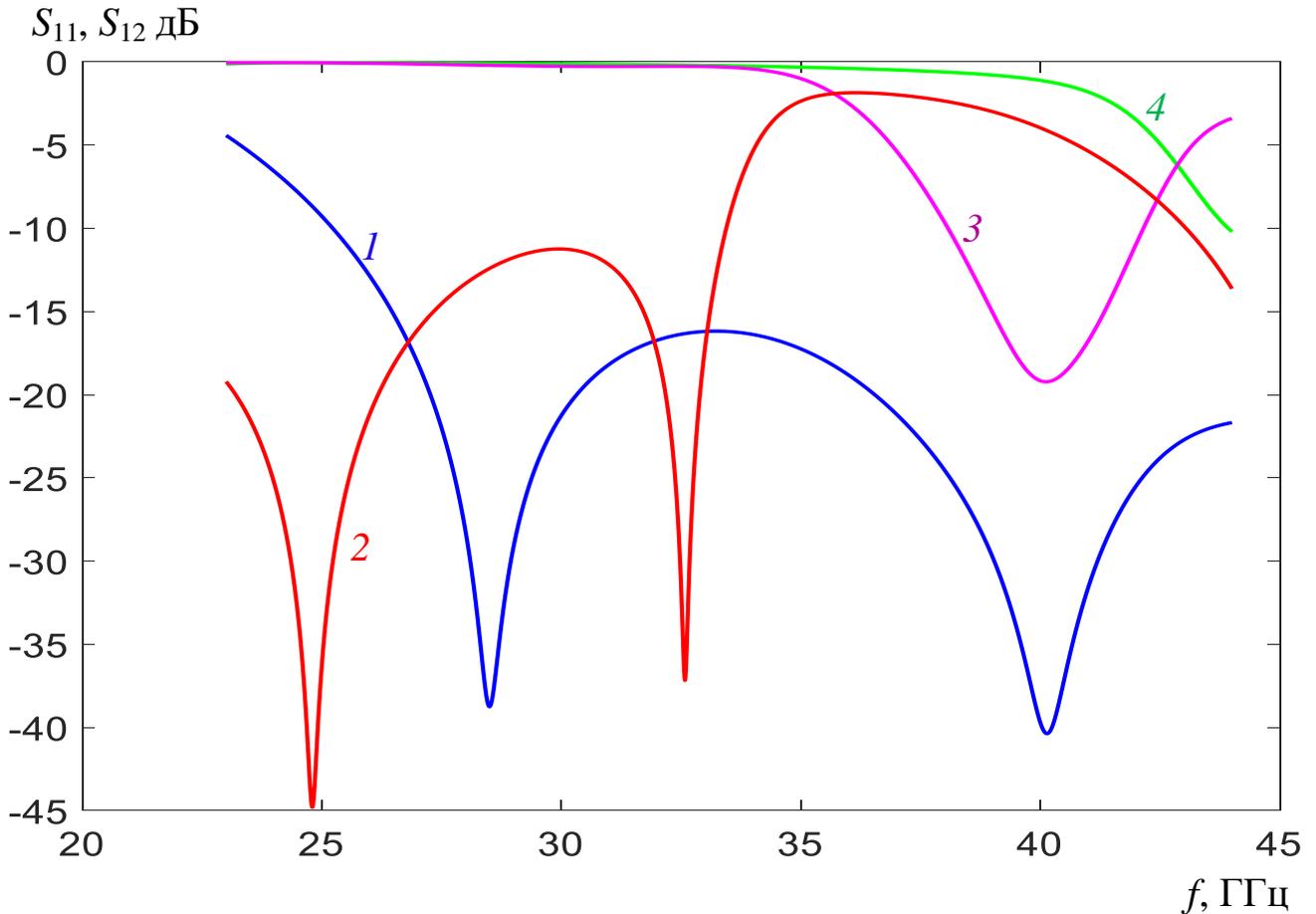


Рис. 1.21. Зависимости коэффициентов отражения и прохождения ячеек от частоты.

На рис. 1.21 видно, что отражение от ячейки однородно заполненного волновода (кривая 1) на двух частотах практически отсутствует. Однако попытки подобрать параметры ячейки так, чтобы эти частоты совпадали с резонансами периодического волновода, не увенчались успехом. Отражение от ячейки однослойного волновода со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде (кривая 2) показывает, что отражение подавлено на двух частотах, которые совпадают с резонансами периодического волновода, и уровень отражения на обеих частотах не превышает -37 дБ. Кривая 3 показывает, что коэффициент передачи с частотой падает, причем на высоких частотах достаточно резко.

Далее исследуем дисперсионные характеристики металлического волновода, заполненного двумя слоями диэлектрика с проницаемостями $\varepsilon_1 = 9.8$ (поликор) и $\varepsilon_2 = 2.25$ (полиэтилен, полипропилен). Поперечное сечение волновода показано на рис. 1.22. Толщина первого слоя (из поликора) $t_1 = 0.5$ мм, а толщина второго слоя t_2 была подобрана с целью получения требуемых значений эквивалентной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{экв}} = 3.2$ и $\varepsilon_{\text{экв}} = 2.73$, полученных путем предварительного моделирования структуры периода антенны с однослойным диэлектриком, который имеет скачкообразное изменение диэлектрической проницаемости в пределах периода.

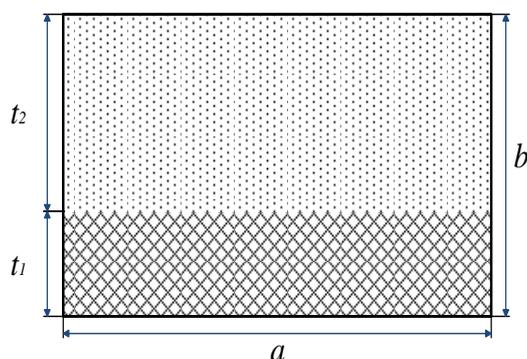


Рис. 1.22. Поперечное сечение двухслойного металлодиэлектрического волновода.

Сначала определялась толщина t_2 для реализации значения $\varepsilon_{\text{экв}} = 3.2$. Для расчета дисперсионной характеристики волновода с двухслойным диэлектриком была использована методика расчета собственных частот эквивалентного резонатора [28]. Для этого выделялся отрезок волновода, и использовались периодические граничные условия на двух поперечных сечениях, а также условие идеальной проводимости на стенках волновода. После нахождения резонансных частот, соответствующие тому или иному сдвигу фазы распространяющейся волны на гранях выделенного объема внутри волновода, определялась его дисперсионная характеристика для разных толщин t_2 . Дисперсионная характеристика волновода сечением $a \times b = 4.0 \times 1.6$ мм,

заполненного двухслойным диэлектриком с толщиной слоев $t_1 = 0.5$ мм и $t_2 = 1.1$ мм показана на рис. 1.22. На том же рисунке показана дисперсионная характеристика волновода того же сечения, заполненного однородным диэлектриком с $\varepsilon = 3.3$.

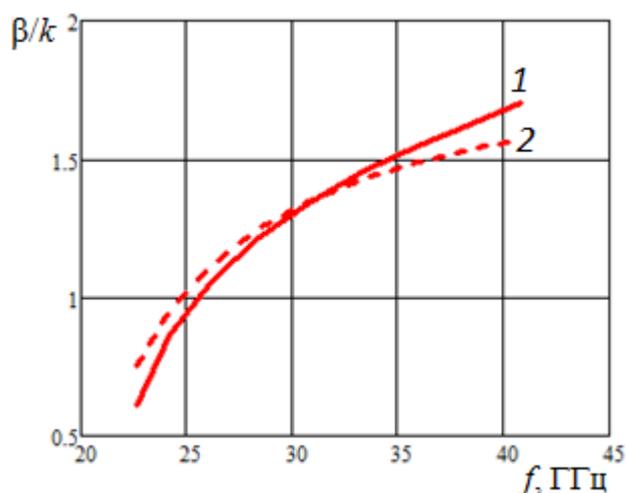


Рис. 1.22. Зависимость нормированной постоянной распространения от частоты: 1 – для волновода, заполненного двухслойным диэлектриком с параметрами $\varepsilon_1 = 9.8$, $t_1 = 0.5$ мм, $\varepsilon_2 = 2.25$, $t_2 = 1.1$ мм, 2 - для волновода, заполненного однородным диэлектриком ($\varepsilon = 3.3$).

На рис. 1.22 видно, что при данных толщинах слоев имеет место пересечение кривых в центре диапазона и незначительное их расхождение во всем рабочем диапазоне. Это свидетельствует о близости значений фазовых скоростей обеих волноводных структур в рассматриваемом диапазоне частот. Отметим, что значение эквивалентной проницаемости $\varepsilon_{\text{экв}} = 3.3$ для данной двухслойной структуры немного выше значения 3.2, полученного для оптимального закона изменения диэлектрической проницаемости. Однако, как показали дальнейшие расчеты, это не приводит к ухудшению характеристик антенны.

Для получения значения $\varepsilon_{\text{экв}} = 2.73$ была уменьшена толщина второго слоя t_2 в соответствующих секциях волновода, при сохранении толщины первого слоя $t_1 = 0.5$ мм. При этом в этих секциях между вторым слоем и широкой

стенкой волновода образуется дополнительный воздушный слой толщиной $t_3 = b - t_1 - t_{21}$, где $b = 1.6$ мм, t_{21} – уменьшенная толщина второго слоя. На рис. 1.23 представлена рассчитанная дисперсионная характеристика для $t_{21} = 0.75$ мм и толщины воздушного слоя $t_3 = 0.35$ мм. Там же штриховой линией показана дисперсионная характеристика волновода того же сечения, заполненного однородным диэлектриком $\varepsilon = 2.73$. Как и в предыдущем случае, пересечение дисперсионных кривых происходит в центре рабочего диапазона, однако за счет большей разницы в наклоне кривых расхождение фазовых скоростей на краях частотного диапазона несколько выше, чем в предыдущем случае (рис. 1.22).

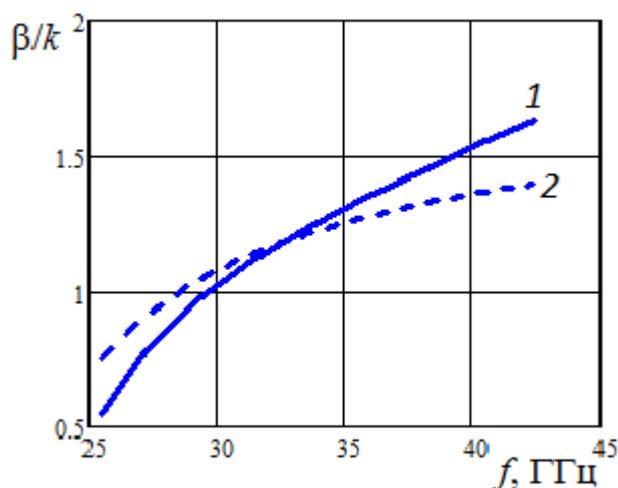


Рис. 1.23. Зависимость нормированной постоянной распространения от частоты: 1 – для волновода с двумя диэлектрическими слоями с параметрами $\varepsilon_1 = 9.8$, $t_1 = 0.5$ мм, $\varepsilon_2 = 2.25$, $t_{21} = 0.75$ мм и воздушным слоем толщиной $t_3 = 0.35$ мм, 2 – для волновода, заполненного однородным диэлектриком ($\varepsilon = 2.73$).

Далее была проведена оптимизация положений и размеров щелей в модели волноводной ячейки с тремя щелями (рис. 1.19) с двумя слоями диэлектрика (рис. 1.24). Критерий оптимизации – подавление отражения на двух частотах, совпадающих с частотными резонансами коэффициента отражения антенны.

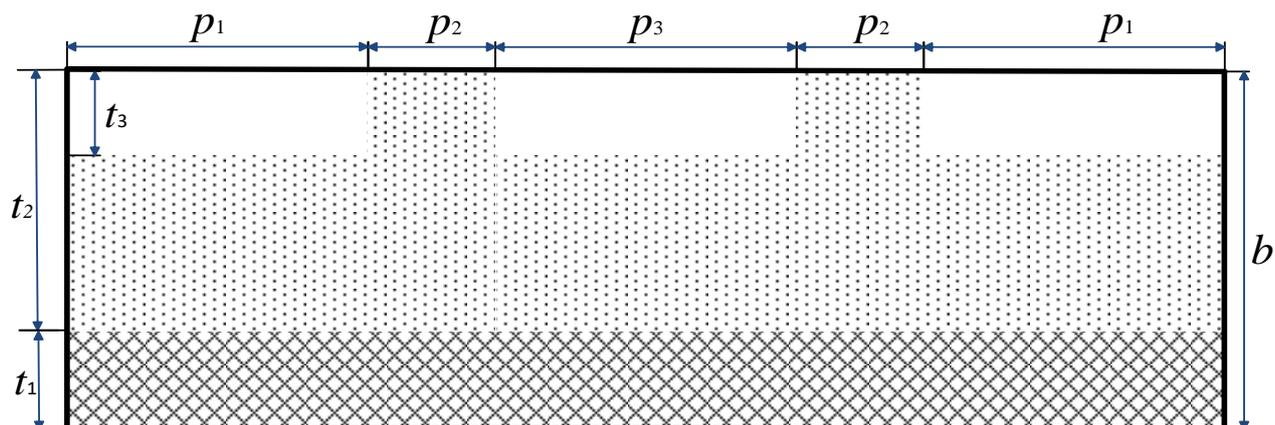


Рис. 1.24. Ячейка волновода с двухслойным диэлектриком и тремя щелями на периоде.

Период структуры (ячейка на рис. 1.24) содержит два отрезка волновода сечением 4.0×1.6 мм и длиной a_2 , заполненных описанным выше двухслойным диэлектриком с эквивалентной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\text{эКВ}} = 3.2$, и три отрезка волновода (два отрезка длиной a_1 - по краям периода и один - длиной a_3 - в центре), заполненных диэлектриком с эквивалентной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\text{эКВ}} = 2.73$ (за счет выреза высотой b_3 , заполненного воздухом). Геометрические параметры структуры ячейки: $p = 4.6$ мм, $a = 4$ мм, $b = t_1 + t_2 = 1.6$ мм, $p_1 = 1.6$ мм, $p_2 = 0.27$ мм, $p_3 = 0.86$ мм, $t_1 = 0.5$ мм, $t_2 = 1.1$ мм, $t_3 = 0.35$ мм, $w = 0.5$ мм, $s_1 = 1.95$ мм, $s_2 = 2.38$ мм, $s_3 = 2$ мм, $d_1 = 0.8$ мм, $d_2 = 1.5$ мм. На рис. 1.25 представлены частотные характеристики коэффициента отражения волноводной моды от ячейки двухслойного волновода с приведенными геометрическими параметрами (кривая 1) и от ячейки однослойного волновода со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде (кривая 2).

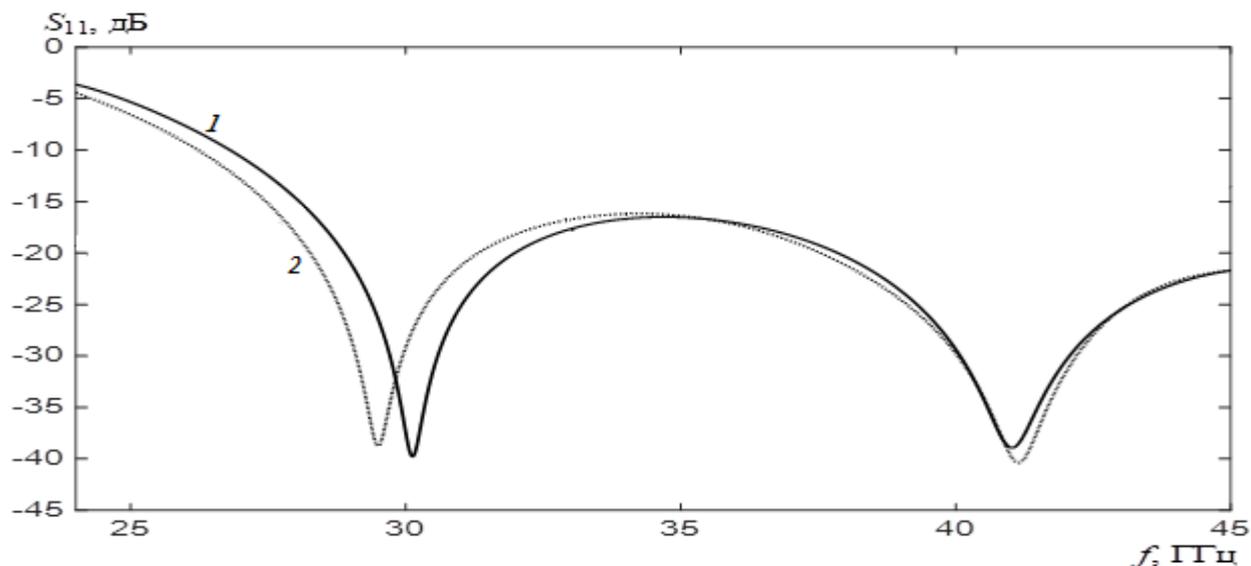


Рис. 1.25. Частотная зависимость коэффициента отражения волноводной моды от ячейки волновода: 1 - двухслойный волновод, 2 – волновод со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде.

На основе метода конечных элементов были построены электродинамические модели волновода вытекающей волны со скачкообразным изменением диэлектрической проницаемости на периоде (240 периодов) и волновода с эквивалентным двухслойным диэлектриком. Волновод вытекающей волны заканчивался открытым концом полого металлического волновода. В переходах от полого к металло-диэлектрическому волноводу расположен согласующий диэлектрический клин из поликора (рис. 1.26). Размеры клина: $a = 4$ мм, $b = 1.6$ мм, $d = 5.3$ мм.

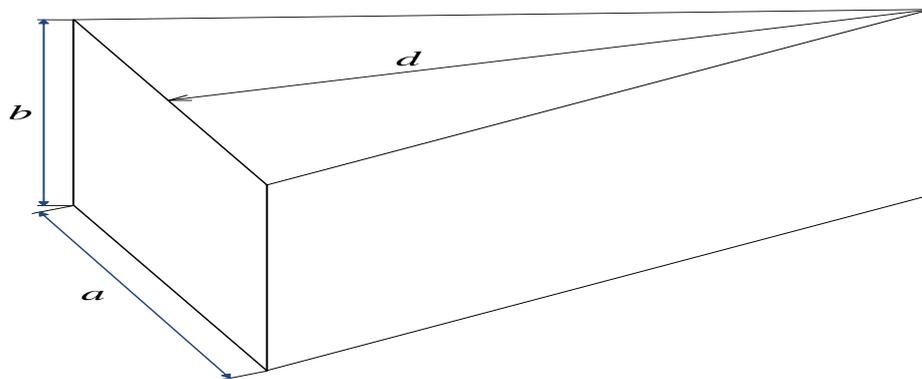


Рис. 1.26. Согласующий диэлектрический клин.

На рис. 1.27 и 1.28 представлены частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения двух вариантов волновода вытекающей волны, при подключении ко входу антенны волновода с однородным заполнением и диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2.73$. На рисунках видно, что отражение от входа антенны с двухслойным диэлектриком выше, чем антенны с однослойным диэлектриком, а коэффициент прохождения в целом более стабилен в полосе частот.

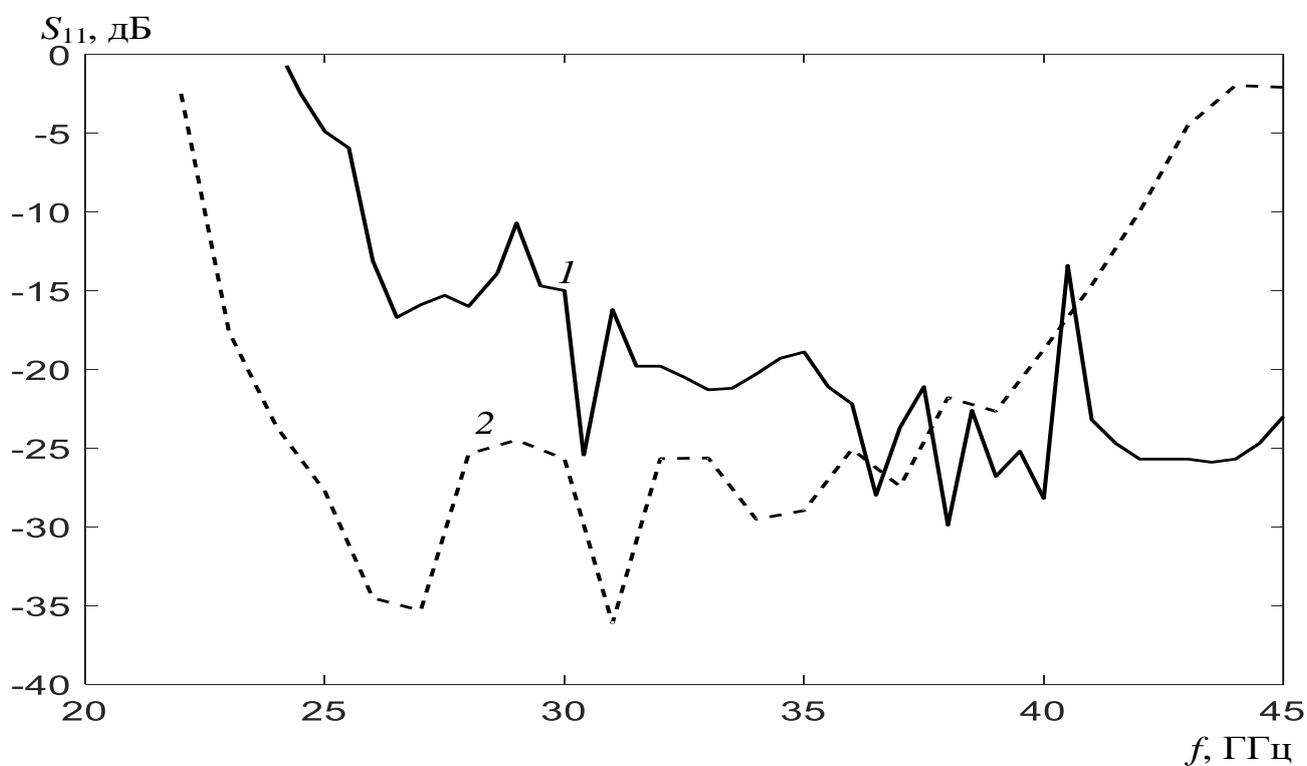


Рис. 1.27. Частотные зависимости коэффициентов отражения (1 – двухслойный волновод, 2 – однослойный волновод).

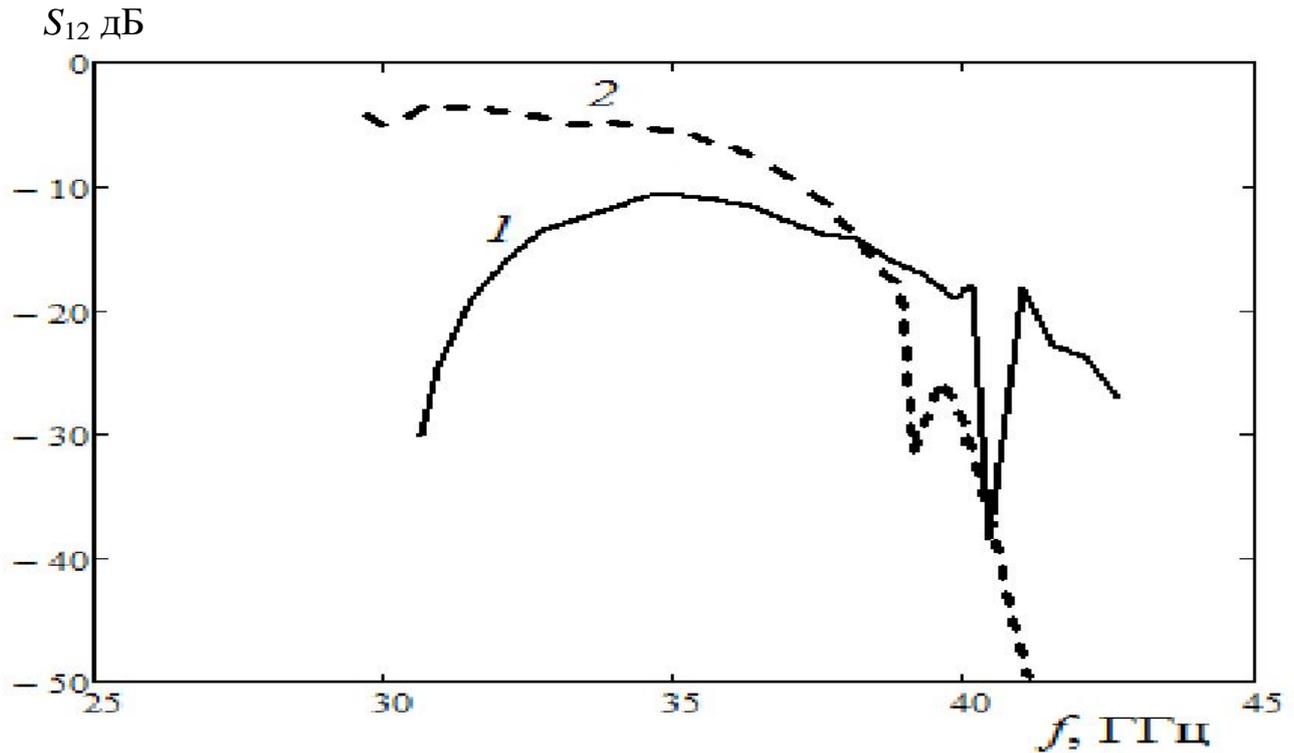
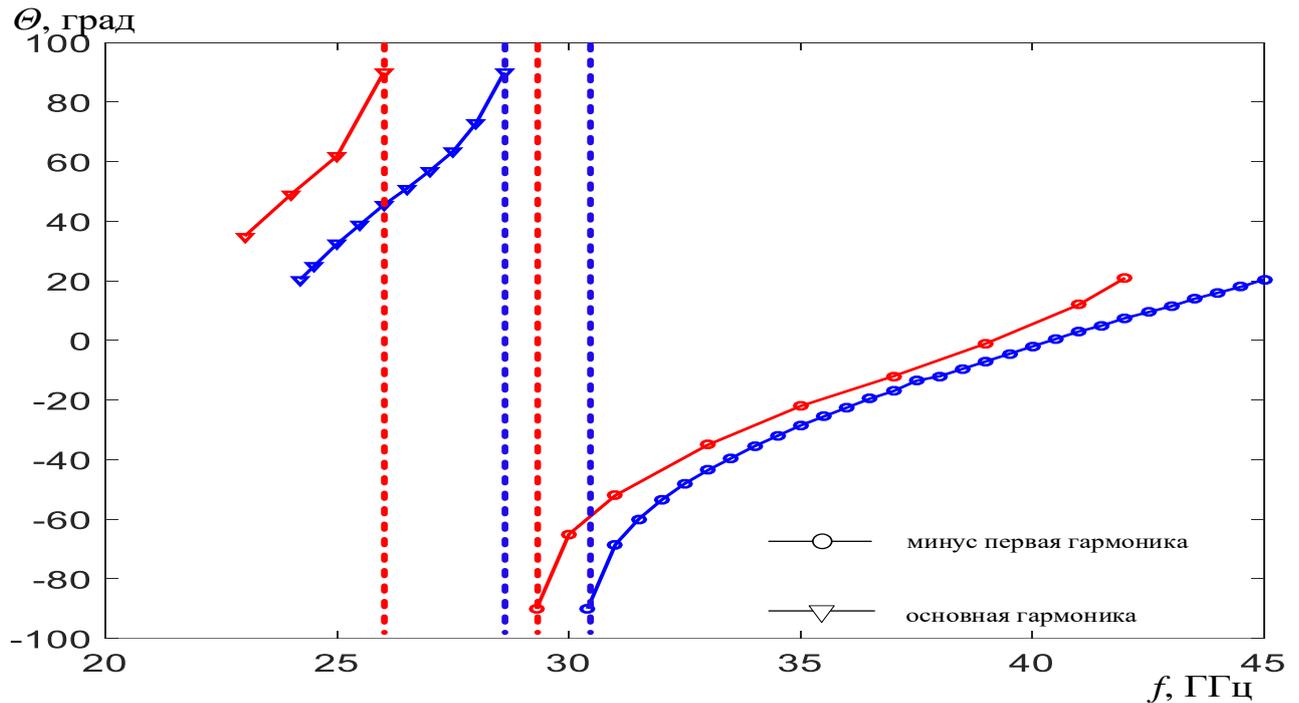


Рис. 1.28. Частотные зависимости коэффициентов прохождения (1 - двухслойный волновод, 2 - однослойный волновод).

На рис. 1.29 показаны зависимости угла излучения от частоты двух вариантов антенны. Частотные области слева и справа зоны между штриховыми линиями соответствуют разным режимам излучения (низкие частоты – область излучения основной (нулевой) гармоники, высокие частоты – область излучения минус первой гармоники). Области между режимами излучения основной и минус первой гармоник (между штриховыми линиями на рис. 1.29) – переходные (нерабочие) области частот, в пределах которой происходит резкое изменение направления излучения антенны θ (от 90° до -90°).



а)

Рис. 1. 29. Зависимость угла излучения от частоты: красные кривые - однослойный волновод, синие кривые - двухслойный волновод.

Используя зависимость между частотой и углом излучения антенны (рис. 1.29), были найдены диаграммы направленности на частотах: 1 - 23, 2 - 24, 3 - 25, 4 - 25.8, 5 - 29.6, 6 - 30.4, 7 - 31, 8 - 33, 9 - 35, 10 - 39, 11 - 42 ГГц - для 1' - 25, 2' - 26, 3' - 27, 4' - 28, 5' - 29, 6' - 30.4, 7' - 31, 8' - 32, 9' - 34, 10' - 38, 11' - 40, 12' - 45 ГГц (рис. 1.30) и величины КИП от угла частотного сканирования (рис. 1.31).

Как видно на рис. 1.30, коэффициент усиления антенны с двухслойным диэлектриком выше, чем антенны с однослойным диэлектриком и не падает ниже 22.5 дБ.

Как видно на рис. 1.31, антенна с однослойным диэлектриком имеет глубокие провалы уровня КИП в области излучения минус первой гармоники. КИП антенны с двухслойным диэлектриком опускается ниже уровня 0.5 только в относительно небольших угловых секторах (от -90° до -75° и от 20° до 30°).

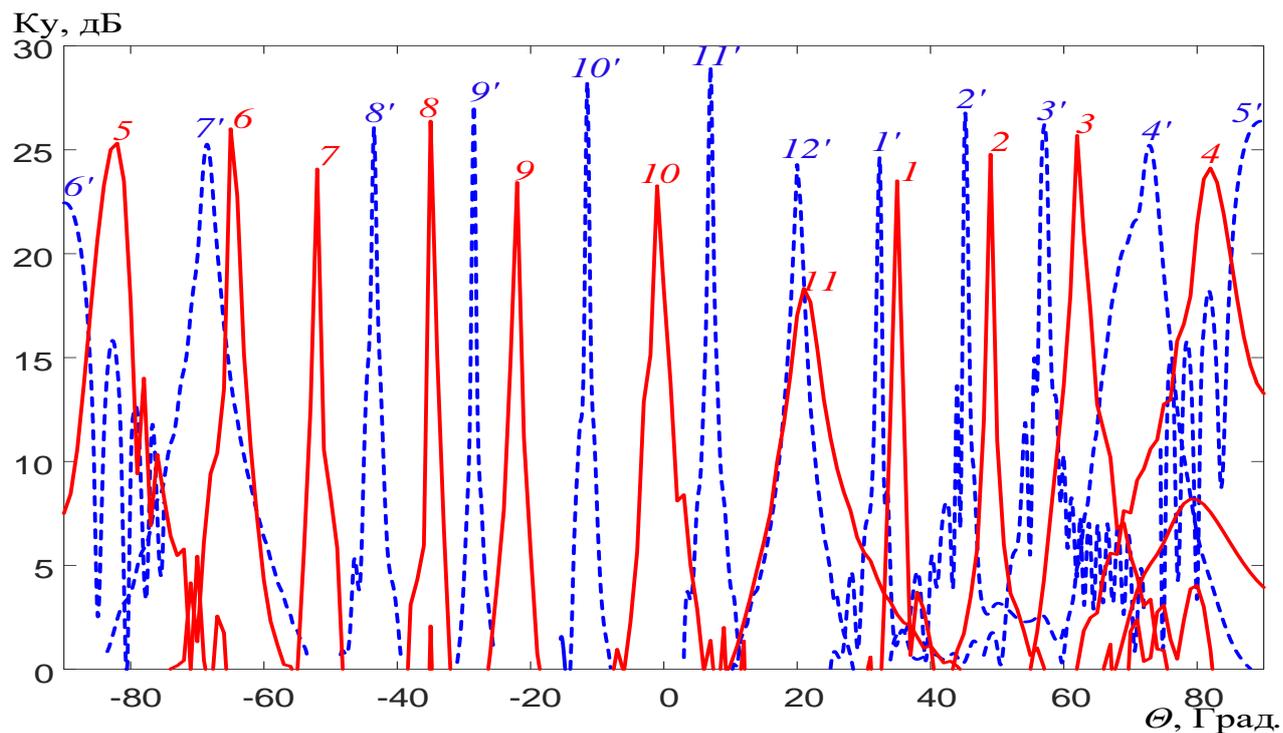


Рис. 1.30. Диаграммы направленности в E - плоскости: сплошные кривые - однослойный волновод, штриховые кривые - двухслойный волновод.

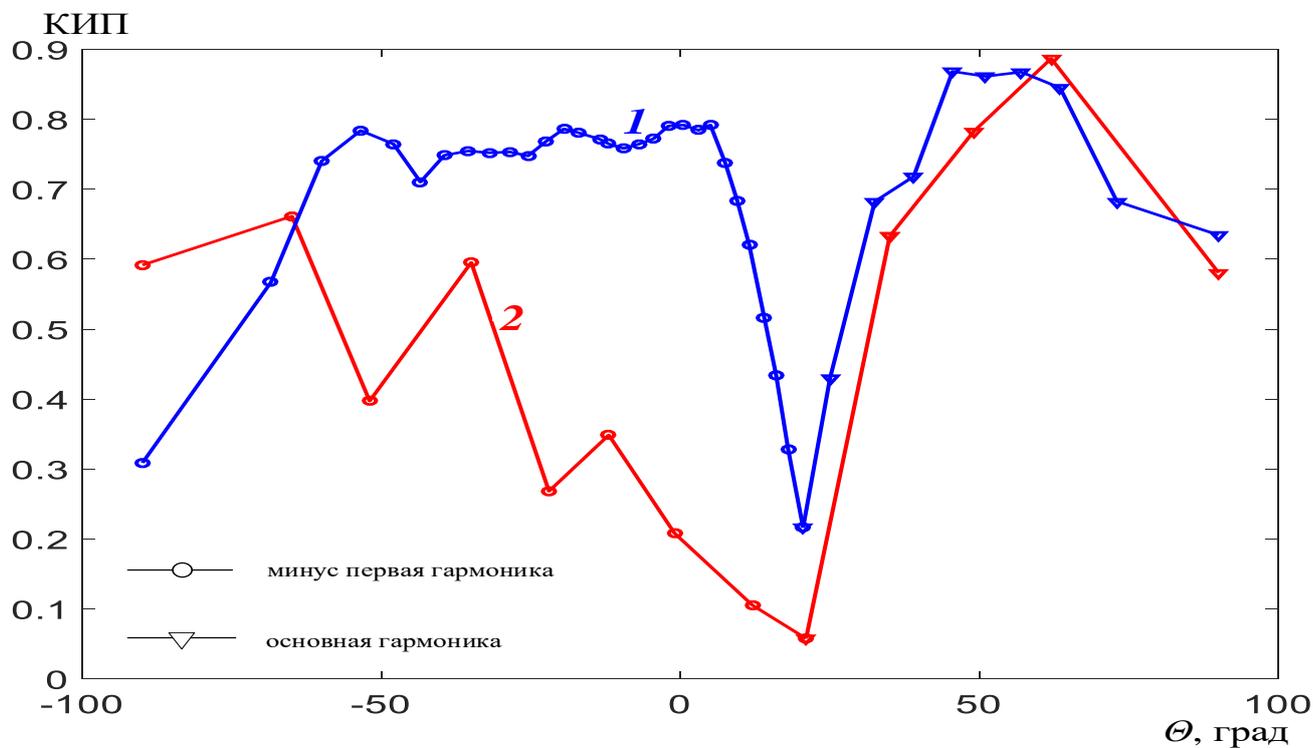


Рис. 1.31. Зависимость величины КИПа от угла частотного сканирования: кривая 1 - двухслойный волновод, кривая 2 - однослойный волновод.

ВЫВОДЫ

Результаты моделирования волноводно-щелевой антенны с излучением минус первой гармоники в виде интегрированного в подложку метало - диэлектрического волновода благодаря использованию четырех продольных щелей на периоде с оптимизированными параметрами подтвердили возможность реализации широкой рабочей полосы частот и, соответственно, широкого сектора частотного сканирования. Синусоидальное распределение амплитуды поля вдоль антенны обеспечивает больший сектор частотного сканирования по сравнению с экспоненциальным распределением при заданном уровне величины КИП. Результаты измерения характеристик согласования и излучения экспериментального образца волноводно-щелевой антенны в целом подтвердили результаты численных экспериментов.

Волноводно-щелевая антенна с двумя режимами излучения (на нулевой и минус первой пространственных гармониках) благодаря двухслойному диэлектрическому заполнению со скачкообразным периодическим изменением толщины одного из слоев и тройными периодически расположенными поперечными щелями на широкой стенке волновода с оптимизированными параметрами обеспечивает полный сектор частотного сканирования (от -90 до 90° градусов) при высоком уровне величины КИП, за исключением двух узких угловых секторов, где наблюдается заметное снижение этого уровня. Для повышения усиления и уровня КИП в области нижних частот (углы сканирования $15-20$ градусов) необходимо улучшить согласование антенны в этой части рабочего диапазона, а в области высоких частот (углы сканирования $20 - 25$ градусов) - обеспечить слабую частотную дисперсию постоянной затухания в режиме излучения минус первой пространственной гармоники. Следует отметить сравнительно малую величину постоянной затухания в большей части рабочего диапазона частот для рассмотренного набора параметров, что приводит к необходимости использования антенны

значительной длины (порядка 100 и более длин волн) для достижения высокого уровня величины КИП.

ГЛАВА 2 . МНОГОЛУЧЕВЫЕ ПЛАНАРНЫЕ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С БИФОКАЛЬНЫМИ ДИАГРАММО-ОБРАЗУЮЩИМИ СИСТЕМАМИ

В данной главе в результате развития методики, предложенной в работах Б.Е. Кинбера с соавторами [26, 27], проведен строгий геометрооптический синтез бифокальной двухзеркальной (раздел 2.1) и зеркально-линзовой (раздел 2.2) фокусирующих систем.

В разделе 2.3 путем численного моделирования проведен анализ характеристик излучения многолучевых планарных волноводно-щелевых антенных решеток с бифокальной двухзеркальной и зеркально-линзовой ДОС. В качестве элемента решеток в обоих случаях использована линейная волноводно-щелевая антенна с четырьмя продольными щелями на широкой стенке, исследованная в первой главе.

2.1. СИНТЕЗ БИФОКАЛЬНОЙ ДВУХЗЕРКАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ.

Рассмотрим двумерную задачу синтеза бифокальной двухзеркальной системы, с каждой стороны которой расположены два симметричных относительно оси y (рис. 2.1) фокуса (точки идеальной фокусировки). Зеркальная система фокусирует поле источника цилиндрической волны, расположенного в одном из двух ее фокусов (точка F_1 или F_2 , рис. 2.1), соответственно, в фокус F_3 или F_4 или наоборот.

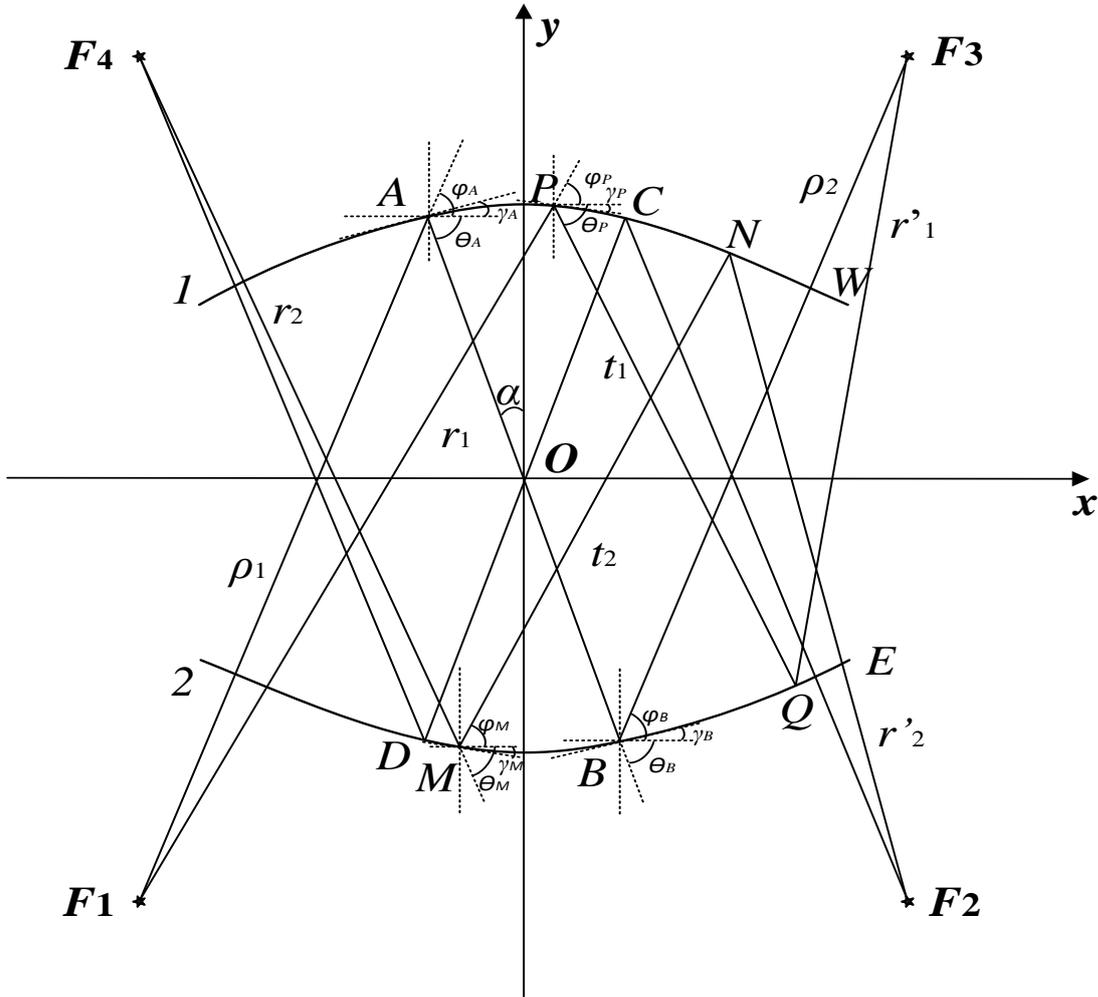


Рис. 2.1. Бифокальная двухзеркальная система.

Предположим, что лучи цилиндрической волны из точек идеальной фокусировки F_1 и F_2 , проходящие через центр системы (точку O), отражаются от первого зеркала, соответственно, в точках A и C , и падают на второе зеркало в точках B и D , соответственно. Зададим начальный профиль в центре первого зеркала (AC) в виде параболической функции: $y_1(x) = a_0 + a_2 x^2$ ($-h_1 \leq x \leq h_1$), и начальный профиль в центре второго зеркала (BD) в виде параболической функции: $y_2(x) = b_0 + b_2 x^2$ ($-h_2 \leq x \leq h_2$). Отсюда имеем: $x_D = -h_2$; $y_D = y_2(-h_2)$; $x_B = h_2$; $y_B = y_2(h_2)$; $x_A = -h_1$; $y_A = y_1(-h_1)$; $x_C = h_1$; $y_C = y_1(h_1)$; $\alpha = \arctg(x_A / y_A)$ - угол между осью и центральным лучом AB ; $\gamma_A = \arctg(y_1'(x_A))$ - угол между осью x и касательной прямой первого зеркала в точке A ; $\theta_A = 90^\circ - \alpha$ - угол между осью x и лучом AB в точке A ; $\varphi_A = \theta_A + 2\gamma_A$ - угол между осью x и падающим лучом в

точке A ; $F_1A = \rho_1$ - первое фокальное расстояние; $\gamma_B = \arctg(y_2'(x_B))$ - угол между осью x и касательной прямой второго зеркала в точке B ; $\theta_B = 90^\circ - \alpha$ - угол между осью x и лучом AB в точке B ; $\varphi_B = \theta_B + 2\gamma_B$ - угол между осью x и падающим лучом из точки F_3 в точке B ; $F_3B = \rho_2$ - второе фокальное расстояние.

Из геометрии лучей на рис. 2.1 нетрудно получить координаты фокусов F_1 и F_3 :

$$x_{F_1} = x_A - \rho_1 \cos \varphi_A ; y_{F_1} = y_A - \rho_1 \sin \varphi_A ;$$

$$x_{F_3} = x_B + \rho_2 \cos \varphi_B ; y_{F_3} = y_B + \rho_2 \sin \varphi_B .$$

Пусть луч из фокуса F_1 отражается от первого зеркала в некоторой точке P в интервале $-h_1 \leq x_P \leq h_1$. Тогда угол между осью x и падающим лучом в точке P $\varphi_P = \arctg((y_P - y_{F_1}) / (x_P - x_{F_1}))$, где $y_P = y_1(x_P)$; $\gamma_P = \arctg(-y_1'(x_P))$ - угол между осью x и касательной прямой первого зеркала в точке P ; $\theta_P = \varphi_P + 2\gamma_P$ - угол между осью x и отраженным лучом в точке P .

Предположим, что отраженный луч падает на второе зеркало в точке Q . Координаты точки Q имеют вид:

$$x_Q = x_P + t_1 \cos \theta_P ; y_Q = y_P - t_1 \sin \theta_P \quad (2.1)$$

где - $t_1 = |PQ|$.

Для обеспечения фокусировки потребуем равенство эйконалов всех лучей, выходящих из фокуса F_1 и после отражения от зеркала попадающих в точку F_3 . В результате получаем уравнение:

$$r_1 + t_1 + r'_1 = \rho_1 + AB + \rho_2 ; \quad (2.2)$$

где $r_1 = \sqrt{(x_P - x_{F_1})^2 + (y_P - y_{F_1})^2}$; $|AB| = \sqrt{(x_B - x_A)^2 + (y_B - y_A)^2}$;

$$r'_1 = \sqrt{(x_{F_3} - x_Q)^2 + (y_{F_3} - y_Q)^2} = \sqrt{(x_{F_3} - x_P - t_1 \cos \theta_P)^2 + (y_{F_3} - y_P + t_1 \sin \theta_P)^2}$$

Перегруппируя и возводя обе части уравнения (2.2) в квадрат, получаем:

$$t_1 = -B_1 / A_1 ; \quad (2.3)$$

где $A_1 = 2(y_{F3} - y_P) \sin \theta_P - 2(x_{F3} - x_P) \cos \theta_P + 2(l_0 - r_1)$; $l_0 = \rho_1 + AB + \rho_2$;

$$B_1 = (x_{F3} - x_P)^2 + (y_{F3} - y_P)^2 - (l_0 - r_1)^2 .$$

После определения t_1 из (2.3), находим x_Q и y_Q из (2.1). При изменении x_P от $-h_1$ до h_1 получаем участок BE на втором зеркале.

Для определения нового участка первого зеркала, из фокуса F_4 пускаем на второе зеркало луч, отражающийся от него в некоторой точке M в интервале $-h_2 \leq x_M \leq h_2$. Тогда угол между осью x и падающим лучом в точке M : $\theta_M = \arctg(-(y_{F4} - y_M)/(x_{F4} - x_M))$, где $y_M = y_2(x_M)$; $\gamma_M = -\arctg(y_2'(x_M))$ - угол между осью x и касательной прямой второго зеркала в точке M ; $\varphi_M = \theta_M - 2\gamma_M$ - угол между осью x и отраженным лучом в точке M .

Предположим, что отраженный луч от второго зеркала падает на первое зеркало в точке N . Координаты точки N имеют вид:

$$x_N = x_M + t_2 \cos \varphi_M ; \quad y_N = y_M + t_2 \sin \varphi_M \quad (2.4)$$

где $t_2 = |MN|$.

Для обеспечения фокусировки потребуем равенство эйконалов всех лучей, выходящих из фокуса F_4 и после отражения от зеркала попадающих в точку F_2 . В результате, получаем уравнение:

$$r_2 + t_2 + r'_2 = \rho_1 + AB + \rho_2 , \quad (2.5)$$

где $r_2 = \sqrt{(x_{F4} - x_M)^2 + (y_{F4} - y_M)^2}$;

$$r'_2 = \sqrt{(x_{F2} - x_N)^2 + (y_{F2} - y_N)^2} = \sqrt{(x_{F2} - x_M - t_2 \cos \varphi_M)^2 + (y_{F2} - y_M - t_2 \sin \varphi_M)^2}$$

Перегруппируя и возводя обе части уравнения (2.5) в квадрат, получаем:

$$t_2 = -B_2 / A_2 ; \quad (2.6)$$

где $A_2 = 2(l_0 - r_2) - 2(y_{F2} - y_M) \sin \varphi_M - 2(x_{F2} - x_M) \cos \varphi_M$;

$$B_2 = (x_{F_2} - x_M)^2 + (y_{F_2} - y_M)^2 - (l_0 - r_2)^2.$$

После определения t_2 , находим x_N из (2.6) и y_N из (2.4). При изменении x_M от $-h_2$ до h_2 находим участок CW на первом зеркале.

Затем из фокуса F_1 снова пускаем на найденный участок CW первого зеркала луч и определяем новый участок второго зеркала. Затем из фокуса F_4 пускаем на найденный участок BE второго зеркала луч, определяем новый участок первого зеркала и т.д.

В качестве примера были синтезированы две бифокальные двухзеркальные системы с величиной апертуры $D=1$, толщиной $d_0=0.5$ и различными величинами ρ_2 : 1) $\rho_2 = \rho_1 = 1.2$; 2) $\rho_1 = 1.2, \rho_2 = \infty$.

Для анализа качества синтезированных двухзеркальных систем вычислялась нормированная среднеквадратическая aberrация (СКА) эйконала на выходе системы:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (L_i - L_0)^2}{N}}; \quad (2.7)$$

где L_i – длина оптического пути луча с номером i от источника до точки фокусировки; L_0 – длина центрального луча; $N=50$ – число учтенных лучей.

Значение параметров центральных участков поверхностей линзы $a_0, a_2, h_1, b_0, b_2, h_2$ оптимизируются так, чтобы величина СКА в заданном угле зрения была наименьшей (для угла 50 градусов). В результате оптимизации получаем следующие величины параметров:

-для линзы с симметричными фокальными кривыми: $-a_0 = b_0 = -0.25$; $-a_2 = b_2 = 0.25$; $h_1 = h_2 = 0.1$;

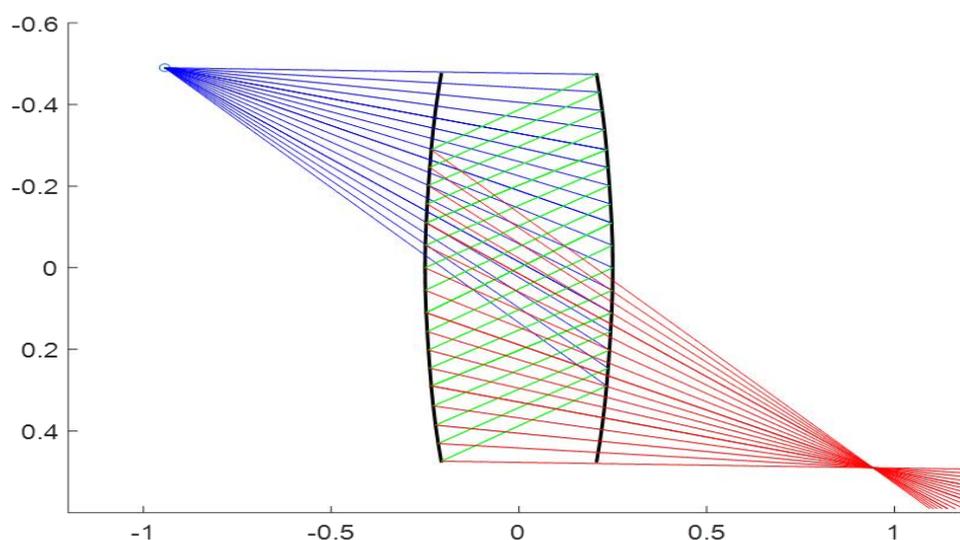
-для линзы, формирующей на выходе плоские фронты: $a_0 = 0.25$; $a_2 = -0.01$; $h_1 = 0.005$; $b_0 = -0.25$; $b_2 = 0.1$; $h_2 = 0.055$.

На рис. 2.2 показана геометрия системы с симметричными фокальными кривыми и ход лучей для положения источника в фокусе системы (рис. 2.2а) и в центре фокальной кривой (рис. 2.2б). Синие линии – лучи из первого фокуса, зеленые линии – отраженные лучи от первого зеркала и красные – отраженные

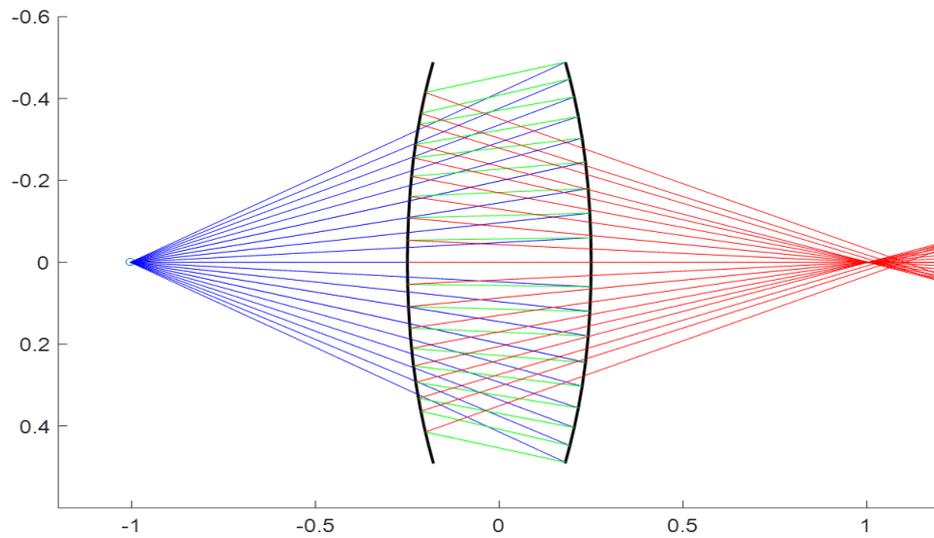
лучи от второго зеркала. В силу симметрии расположения фокусов оба зеркала – одинаковые. Зависимость от угла зрения нормированной СКА бифокальной двухзеркальной системы с симметричными фокальными кривыми показана на рис. 2.4 (кривая 1).

На рис. 2.3 показана геометрия синтезированной бифокальной двухзеркальной системы, формирующей плоские фронты и ход лучей для положения источника в фокусе системы (рис. 2.3а) и в центре фокальной кривой (рис. 2.3б). Синие линии – лучи из первого фокуса, зеленые линии – отраженные лучи от первого зеркала и красные – отраженные лучи от второго зеркала. Зависимость от угла зрения нормированной СКА бифокальной двухзеркальной системы, формирующей плоские фронты, показана на рис. 2.4 (кривая 2).

На рис. 2.2б видно, что при положении источника в центре фокальной кривой лучи, прошедшие через двухзеркальную систему, не пересекаются в одной точке (как на рис. 2.2а), т.е. появляется aberrация. Также, из-за возникновения aberrации, лучи на рис. 2.3б после прохождения двухзеркальной системы не являются в точности параллельными.

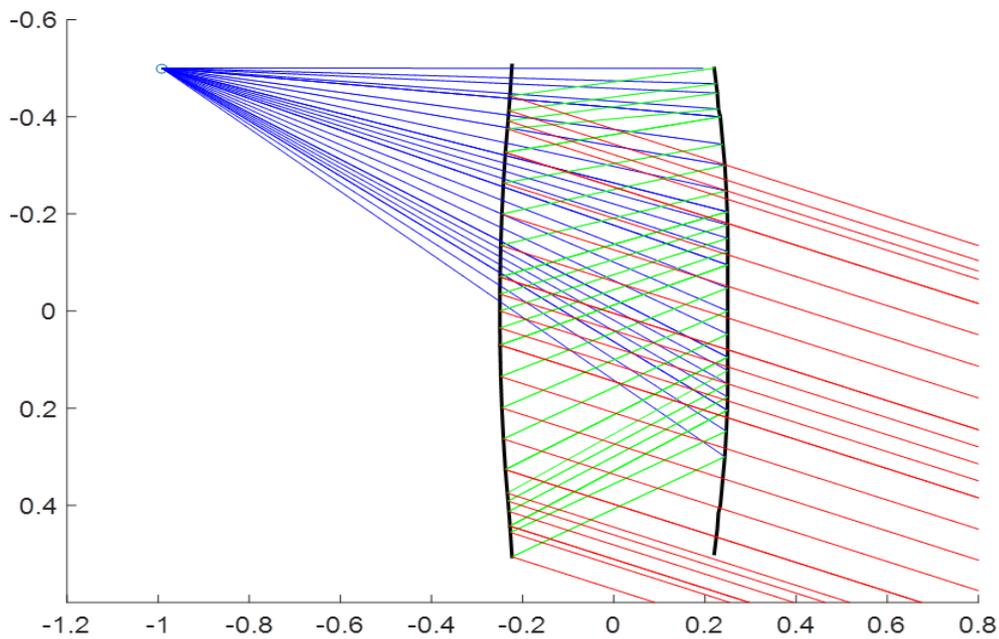


а) источник в фокусе

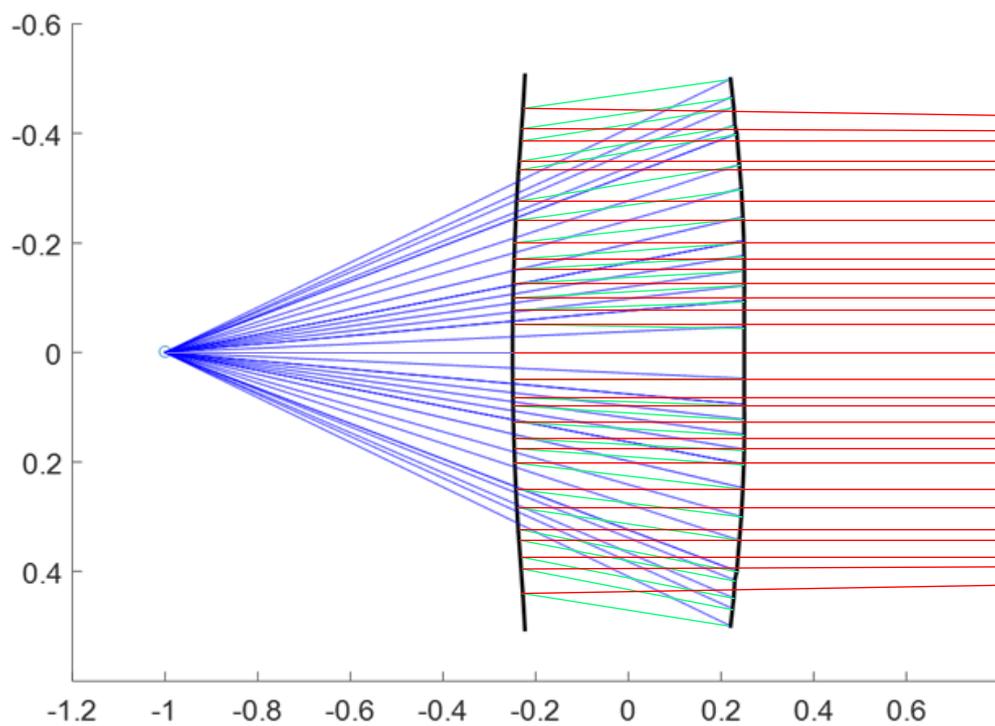


б) источник в центре фокальной кривой

Рис. 2.2. Геометрия бифокальной двухзеркальной системы с симметричными фокальными кривыми и ход лучей.



а) источник в фокусе



б) источник в центре фокальной кривой

Рис. 2.3. Геометрия бифокальной двухзеркальной системы, формирующей плоские фронты и ход лучей.

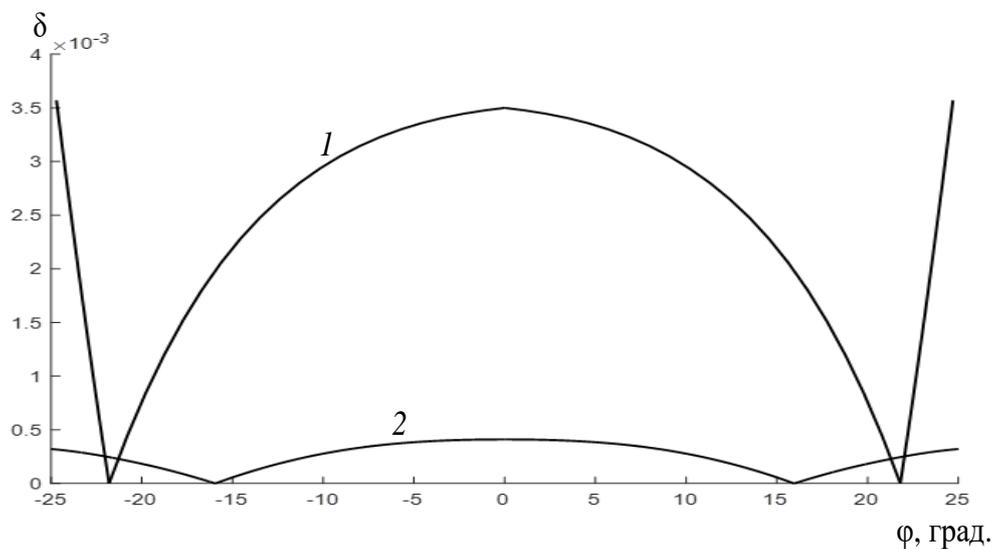


Рис. 2.4. Зависимость нормированной СКА от угла зрения бифокальной двухзеркальной системы. Кривая 1 – для системы с симметричными фокальными кривыми, кривая 2 – для системы, формирующей плоские фронты.

2.2. СИНТЕЗ БИФОКАЛЬНОЙ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ.

Рассмотрим двумерную задачу синтеза бифокальной зеркально-линзовой системы, с одной стороны которой расположены два симметричных относительно оси y фокуса F_1 и F_2 (рис. 2.5). С другой стороны системы формируются два плоских волновых фронта.

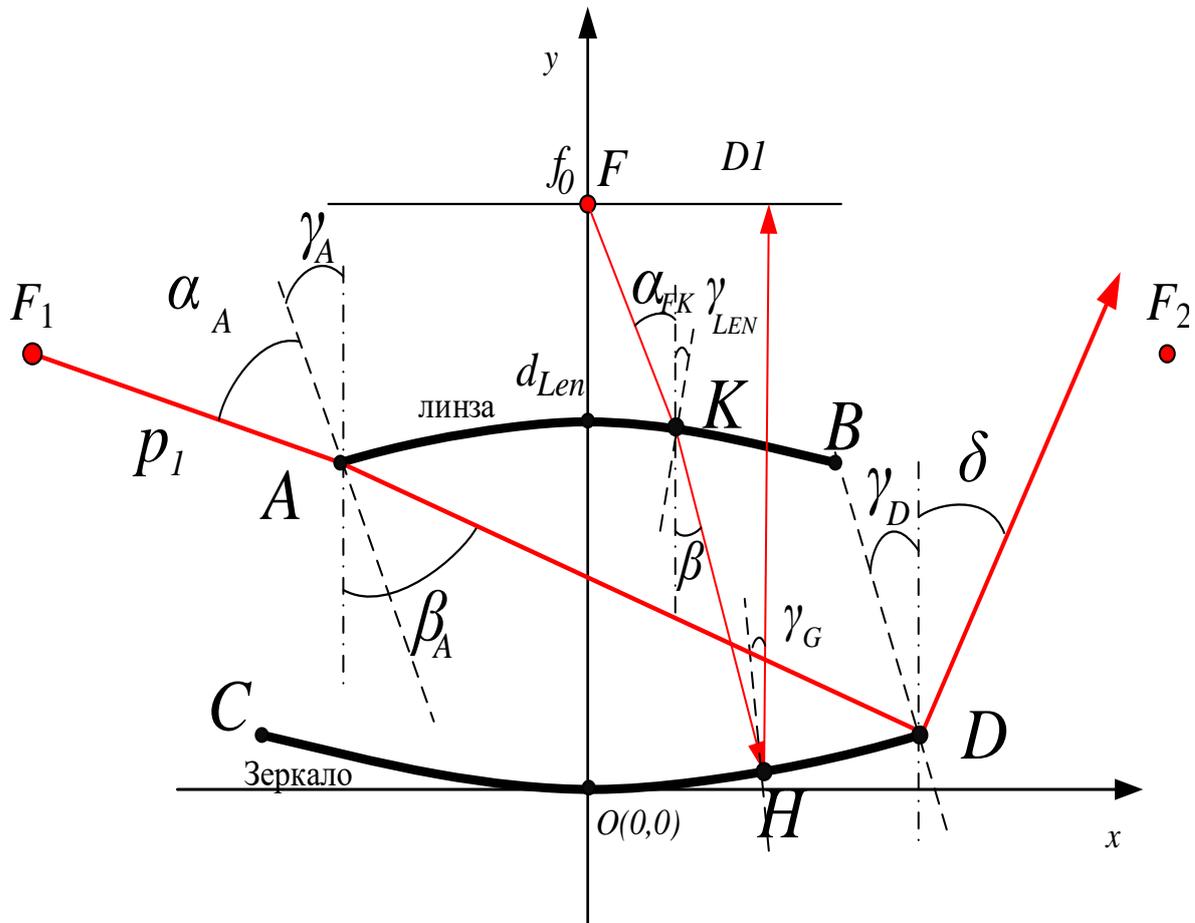


Рис. 2.5. Бифокальная зеркально-линзовая система.

Зададим начальный участок входной поверхности линзы в виде функции $f_{11}(-x_0 \leq x \leq x_0)$ с производной $f'_{11}(-x_0 \leq x \leq x_0)$ и начальный участок зеркала в виде функции $f_{21}(x)$ с производной $f'_{21}(x)$. Начальный участок зеркала пересекает ось Oy в начале координат $O(0,0)$, толщина линзы в центре равна d_{Len} .

Предположим, что из точки $F(0, f_0)$ луч падает вдоль оси y (далее центральный луч), проходит через линзу и отражается от зеркала. Электрическая длина пути (эйконал) этого луча равна $L_0 = 2f_0 + d_{Len}(n-1)$. Другой луч из точки F преломляется линзой в точке $K(x_K, y_{Len_K})$, падает на зеркало в точке $H(x_H, y_{G_H})$ и отражается от него. Эйконал луча $L = FK + nKH + dH / D_1$. Чтобы волна на выходе была плоской, эйконалы всех лучей должны быть равны, т. е. $L = L_0$.

$$FK + nKH + dH / D_1 = 2f_0 + d_{Len}(n-1) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \sqrt{(x_K)^2 + (f_0 - y_{Len_K})^2} + nKH + f_0 - (x_K - KH \cos(\beta_{KH})) = 2f_0 + d_{Len}(n-1)$$

Данное уравнение имеет решение для длины отрезка KH в виде

$$KH = \frac{L_0 + d - f_0 - \sqrt{(x_K)^2 + (f_0 - y_K)^2}}{n + \cos(\beta_{KH})}$$

Величины x_H и y_{G_H} находим по формулам

$$x_H = x_K + \frac{L_0 + d - f_0 - \sqrt{(x_K)^2 + (f_0 - y_K)^2}}{n + \cos(\beta_{KH})} \sin(\beta_{KH})$$

$$y_{G_H} = y_{Len_K} - \frac{L_0 + d - f_0 - \sqrt{(x_K)^2 + (f_0 - y_K)^2}}{n + \cos(\beta_{KH})} \cos(\beta_{KH}) \quad (2.8)$$

Из закона преломления получаем:

$$\sin(\alpha_{FK} + \gamma_{Len}) = n \sin(\beta_{KH} + \gamma_{Len}) \Rightarrow \beta_{KH} = a \sin(\sin(\alpha_{FK} + \gamma_{Len}) / n) - \gamma_{Len} \quad (2.9)$$

Из уравнения (2.8), получаем:

$$n \cdot \sin(\beta_{KH} + \gamma_G) = \sin(\gamma_G) \Rightarrow y'_H = \tan(\gamma_G) = \frac{\sin(\gamma_G)}{\cos(\gamma_G)} = \frac{n \sin(\beta_{KH})}{1 + n \cos(\beta_{KH})} \quad (2.10)$$

Теперь определим положение фокусов системы, чтобы луч из фокуса F_1 попал в левый край начального отрезка, прошел через линзу, попал в правой край зеркала и отразился от него под углом δ (рис. 2.5).

Из геометрии лучей и законов отражения и преломления нетрудно определить координаты фокусов

$$\begin{aligned} x_{F1} &= x_A - p_1 \sin(\alpha_A) \\ y_{F1} &= y_A + p_1 \cos(\alpha_A) \end{aligned} \quad (2.11)$$

где $\alpha_A = \gamma + a \sin(\sin(\beta_A - \gamma_A))$; $\gamma_A = a \tan(y'_A)$; $\beta_A = a \tan((x_D - x_A)/(x_A - x_D))$

Угол выхода луча определяется формулой:

$$\delta = a \sin(n \sin(\beta_A + \gamma_D)) + \gamma_D \quad (2.12)$$

где $\gamma_D = a \tan(y'_D)$.

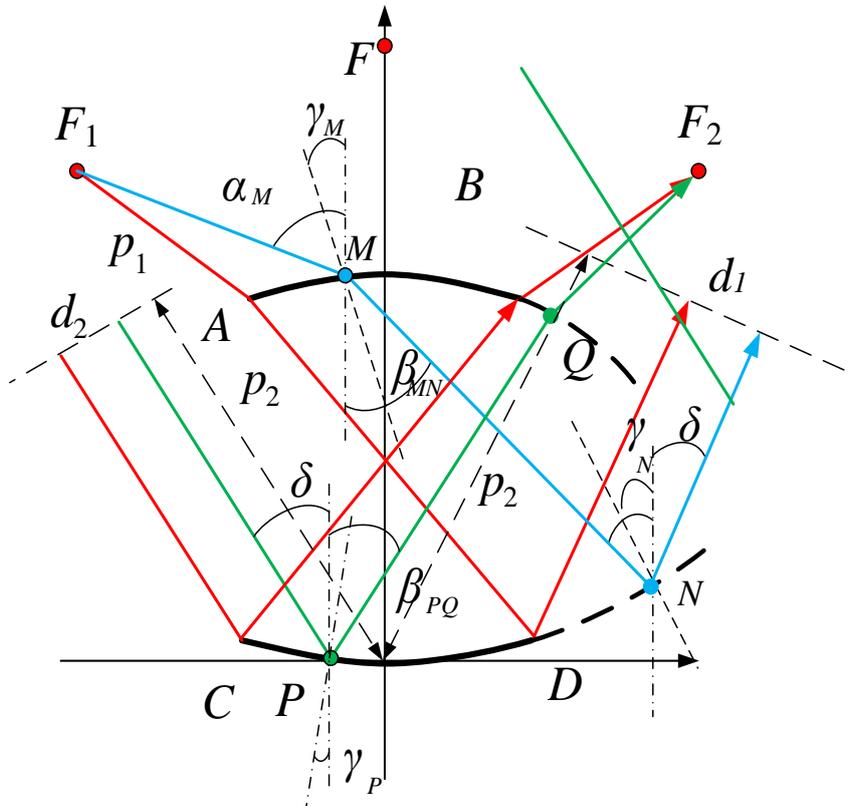


Рис. 2.6. К определению новых участков зеркала и линзы.

Пусть далее луч из фокуса F_1 попадает на линзу в точке A , проходит через линзу, падает на зеркало в точке D и отражается под углом δ . Эйконал этого луча до линии фронта равняется

$$R_0 = p_1 + nl_0 + p_2 - x_D \sin(\delta) - y_D \cos(\delta), \quad \text{где}$$

$$l_0 = \sqrt{(x_A - x_D)^2 + (y_A - y_D)^2}, \quad p_2 - \text{расстояние от фокуса до фронта } d_2.$$

Предложим, что луч из фокуса F_1 падает на линзу в точке M , которая лежит на начальном участке линзы, попадает на зеркало в точке N и отражается под углом δ (показан на рис. 2.6 синим цветом). Эйконал этого луча равняется $R_{MN} = F_1M + nl_{MN} + p_2 - x_N \sin(\delta) - y_N \cos(\delta)$.

Из геометрии на рис. 2.6 имеем:

$$\begin{aligned} x_N &= x_M + l_{MN} \sin(\beta_{MN}) \\ y_N &= y_M - l_{MN} \cos(\beta_{MN}) \\ \alpha_M &= a \tan((x_M - x_{F1}) / (y_{F1} - y_M)) \\ \gamma_M &= a \tan(y'_M) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Из закона преломления для лучей в точке M получаем

$$\beta_{MN} = a \sin(\sin(\alpha_M - \gamma_M) / n) + \gamma_M$$

Чтобы на выходе системы волна была плоской, длины пути всех лучей до фронта волны должны быть одинаковыми, то есть $R_{MN} = R_0$. Решая это уравнение относительно l_{MN} , получим:

$$l_{MN} = \frac{R_0 - FM - p_2 + x_M \sin(\delta) + y_M \cos(\delta)}{n - \sin(\beta_{MN}) \sin(\delta) + \cos(\beta_{MN}) \cos(\delta)} \quad (2.14)$$

Поставляя (2.14) в (2.13), получаем координаты точки N . Меняя положение входных точек на линзе, получаем новый участок зеркала.

Из закона преломления и отражения для луча в точке N выразим значения первой производной поверхности линзы через тангенс угла γ_N .

$$y'_N = \tan(\gamma_N) = \frac{\sin(\gamma_N)}{\cos(\gamma_N)} = \frac{n \sin(\beta_{MN}) - \sin(\delta)}{n \cos(\beta_{MN}) + \cos(\delta)} \quad (2.15)$$

Для определения нового участка линзы, рассмотрим луч плоской волны, которая попадает на первый участок зеркала в точке P под углом δ , отражается, проходит линзу и выходит из нее в точке Q (на рис. 2.6 этот луч показан зеленым цветом). Эйконал этого луча от фронта d_2 до фокуса F_2 $R_{PQ} = D_P + nl_{PQ} + QF_2$, где $D_P = p_2 - (0 - x_P) \sin(\delta) - y_P \cos(\delta)$. Для луча, который проходит через края первых отрезков эйконал $R_0 = p_2 + x_C \sin(\delta) - y_C \cos(\delta) + nl_0 + p_1$. Чтобы все лучи попали в фокус, их эйконалы должны быть одинаковыми, то есть $R_{PQ} = R_0$. Решая данное уравнение относительно l_{PQ} , получим:

$$l_{PQ} = \frac{-B + \sqrt{B^2 - A \cdot C}}{A} \quad (2.16)$$

где: $A = n^2 - 1$; $B = (x_{F_2} - x_P) \sin(\beta_{PQ}) + (y_{F_2} - y_P) \cos(\beta_{PQ}) + n(D_P - R_0)$;

$$C = (R_{0P} - D_P)^2 + (x_P - x_{F_2})^2 - (y_P - y_{F_2})^2; \beta_{PQ} = a \sin\left(\frac{\sin(\delta - \gamma_P)}{n}\right) - \gamma_P;$$

$$\gamma_P = a \tan(-y_P').$$

Координаты точки Q нового отрезка линзы рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} x_Q &= x_P + l_{PQ} \sin(\beta_{PQ}) \\ y_Q &= y_P + l_{PQ} \cos(\beta_{PQ}) \end{aligned} \quad (2.17)$$

Из закона преломления находим первую производную нового участка линзы:

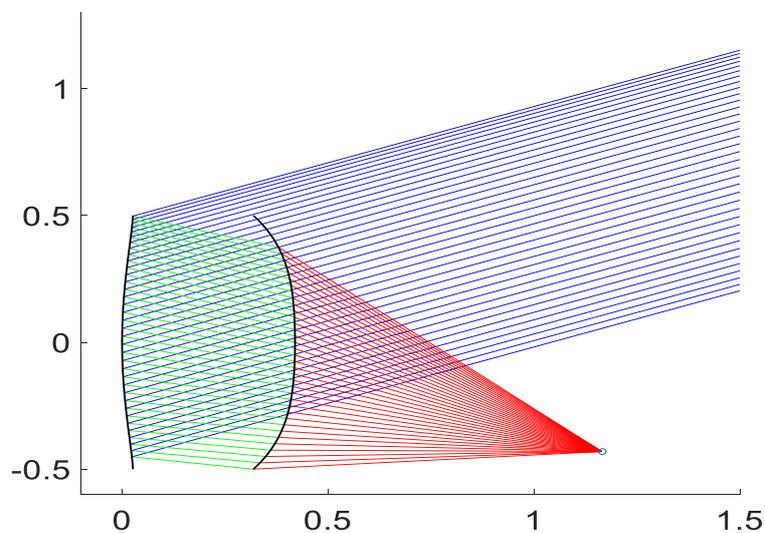
$$y_Q' = \frac{n \sin \beta_{PQ} - \sin \alpha_Q}{\cos \alpha_Q - n \cos \beta_{PQ}} \quad (2.18)$$

где $\sin \alpha_Q = a \tan((x_{F_2} - x_Q) / (y_{F_2} - y_Q))$.

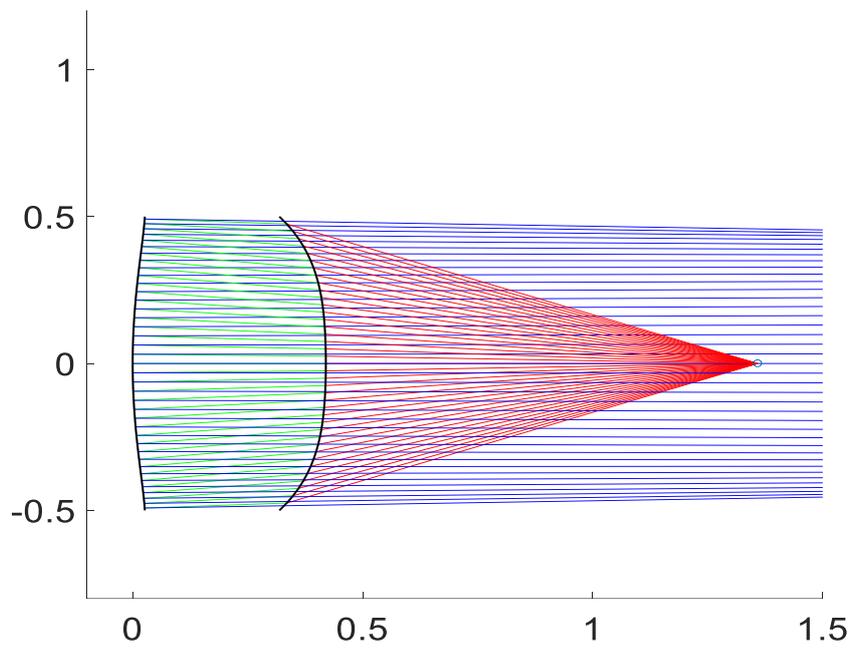
Используем аналогичную методику можно найти следующие отрезки линзы и зеркала. Алгоритм повторяем до тех пор, пока не получим требуемую апертуру системы или он начинает расходиться.

В качестве примера была синтезирована система с начальным участком линзы в виде параболы и следующими параметрами: $y = -0.15x^2 + 0.42$, $x_0 = 0.06$, $p_1 = 0.8325$, $p_2 = 3$, $f_0 = 1.4$, $n = \sqrt{2.2}$, $d_{Len} = 0.42$, $D = 1$.

Использована формула (2.7) для определения СКА. На рис. 2.7 показана геометрия синтезированной зеркально-линзовой бифокальной системы и ход лучей в двух случаях положения источника: в фокусе (рис. 2.7а) и при нахождении источника на линии симметрии системы (рис. 2.7б). Синие линии – отраженные лучи от зеркала, красные – лучи из фокуса и зеленые – преломленные линзой.



а) источник в фокусе



б) источник в середине фокальной линии

Рис. 2.7. Геометрии бифокальной зеркально-линзовой системы.

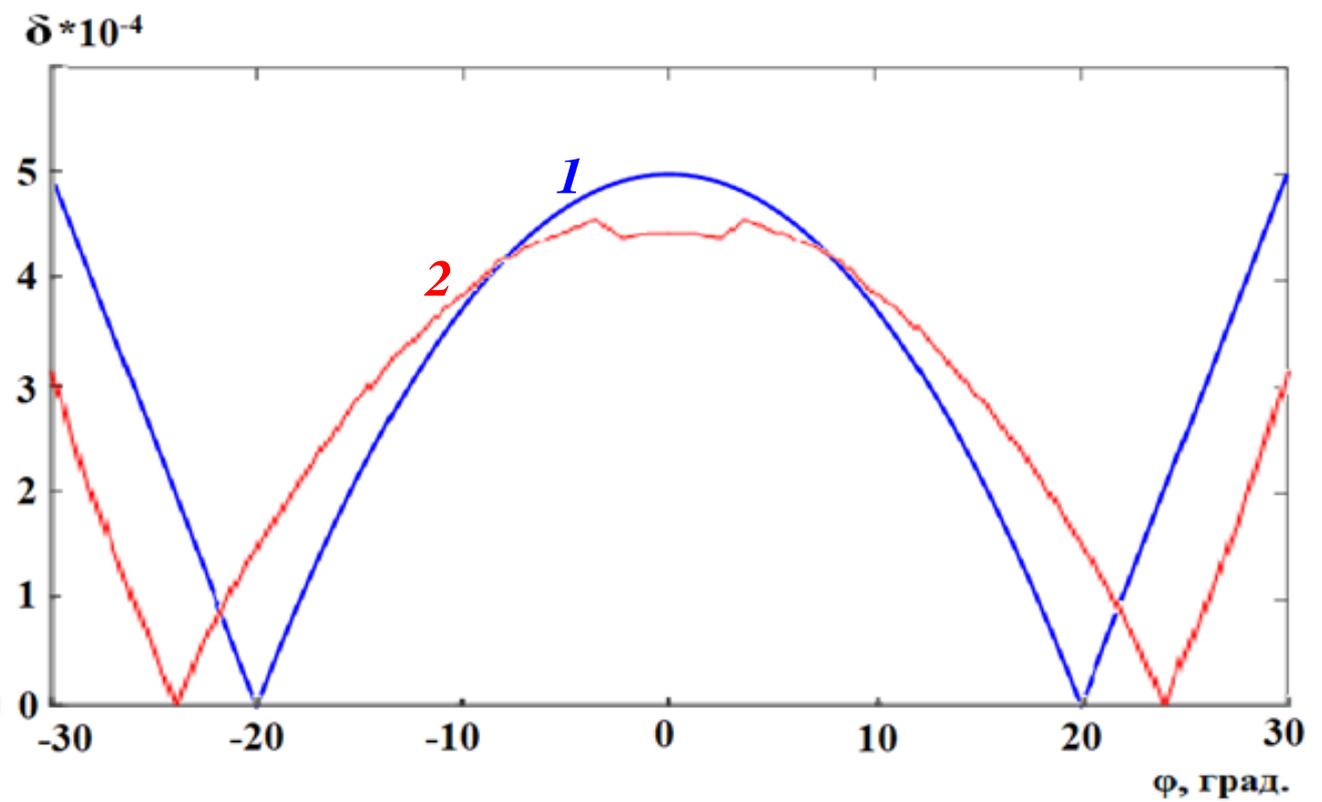


Рис. 2.8. Зависимость нормированной СКА от угла зрения

На рисунке рис. 2.8 показаны зависимости величины нормированной СКА от угла зрения для бифокальной зеркально-линзовой системы (красная кривая 2) и для бифокальной двухзеркальной системы (синяя кривая 1). Как видно на рисунке, СКА в угле зрения 60° зеркально-линзовой ДОС немного меньше, чем двухзеркальной.

2.3. ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА С БИФОКАЛЬНЫМИ ДОС

Конструкция планарной волноводно-щелевой антенной решётки с двухзеркальной ДОС показана на рис. 2.9. Полотно решетки 200×172 мм, толщина слоев (планарных волноводов) $h = 1.6$ мм. Переходы между слоями выполнены в виде криволинейных щелей шириной $d_1 = d_2 = 1.1$ мм одинаковой формы с примыкающими к ним зеркалами. Возбудителями являются H -векториальные рупоры с входным сечением 7.2×1.6 мм и выходным сечением 16×1.6 мм (на рисунке не показаны), расположенные на фокальной линии.

Конструкция планарной зеркально-линзовой волноводно-щелевой антенной решётки с аналогичным полотном показана на рис. 2.10. Переходы между слоями выполнены в виде щелей шириной $d = 1.2$ мм одинаковой формы с примыкающими к ним зеркалами. Возбудителями являются H -секториальные рупоры с входным сечением 7.2×1.6 мм и выходным сечением 21×1.6 мм (на рисунке не показаны), расположенные на фокальной линии.

Полотна волноводно-щелевых антенных решёток состоит из 40 линейных волноводно-щелевых решеток в виде прямоугольных волноводов сечением 5×1.6 мм, заполненных диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 2.2$, с четырьмя продольными щелями на широких стенках на каждом периоде и синусоидальным амплитудным распределением поля вдоль волноводов в апертуре решетки, синтезированных в первой главе диссертации.

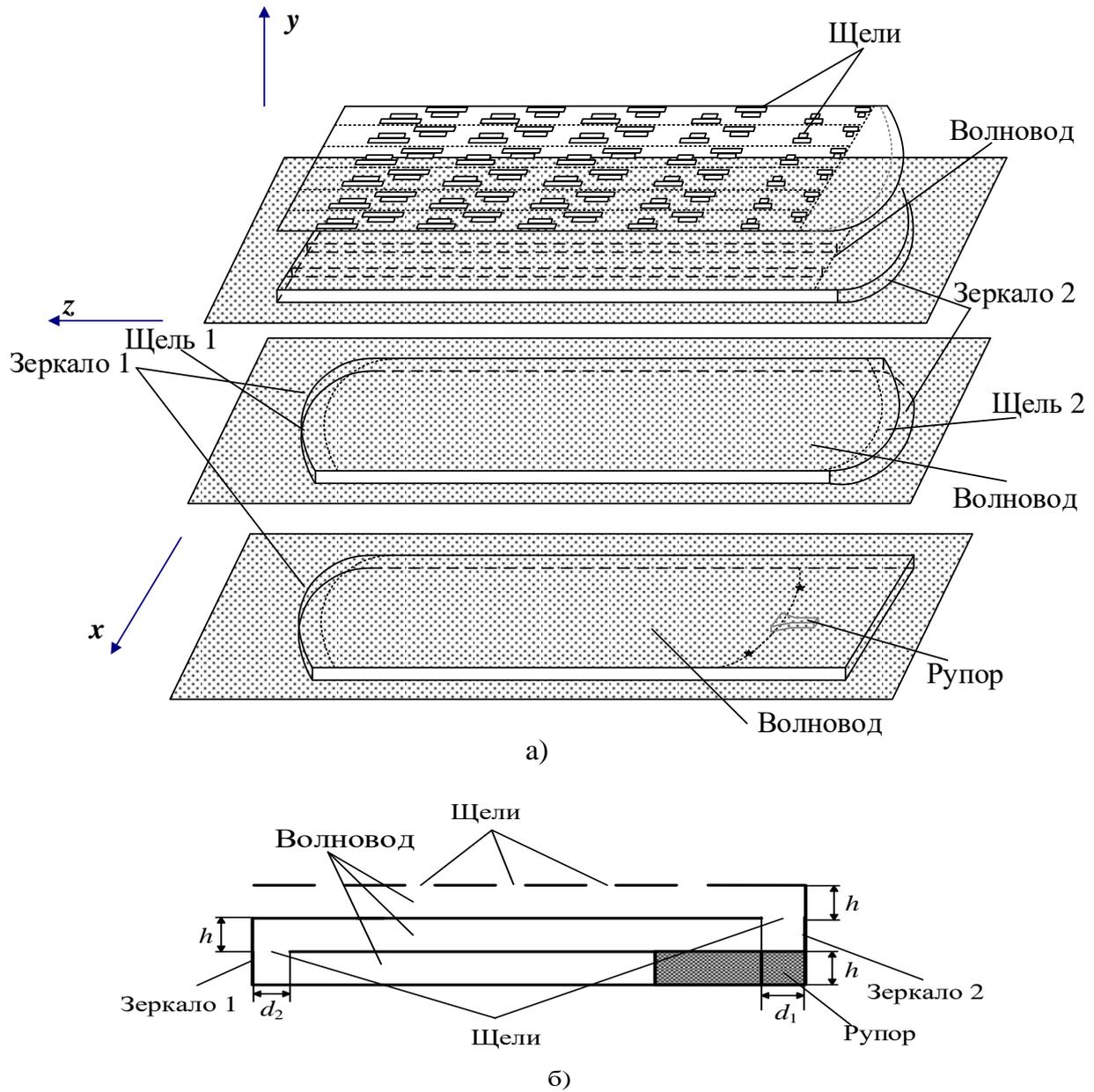


Рис. 2.9. Конструкция планарной волноводно-щелевой антенной решетки с двухзеркальной ДОС (а) – общий вид, (б) – продольное сечение.

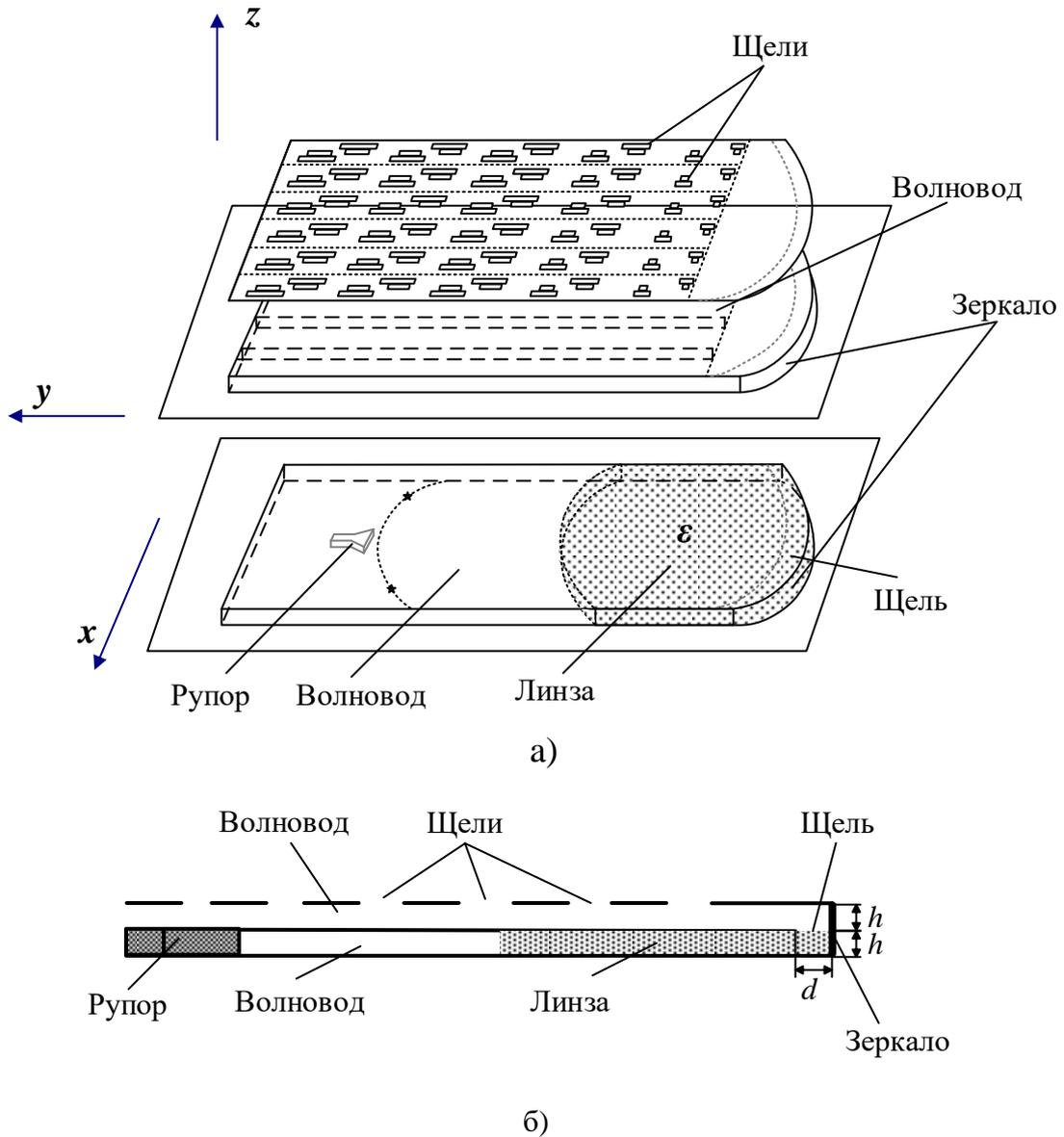


Рис. 2.10. Конструкция планарной волноводно-щелевой антенной решетки с зеркально-линзовой ДОС (а) – общий вид, (б) – продольное сечение.

На основе конструкции планарной волноводно-щелевой антенной решетки с двухзеркальной и зеркально-линзовой ДОС были проведены расчеты методом конечных элементов в среде Ansys HFSS. На рис. 2.11 показаны диаграммы направленности (ДН) лучей антенных решеток в азимутальной плоскости при дискретном перемещении рупорного облучателя по фокальной кривой на частоте излучения по нормали 30 ГГц (штриховая кривая - для зеркально-

линзовой системы, сплошная кривая - для бифокальной двухзеркальной системы). Дискрет перемещения определялся размером облучающего рупора.

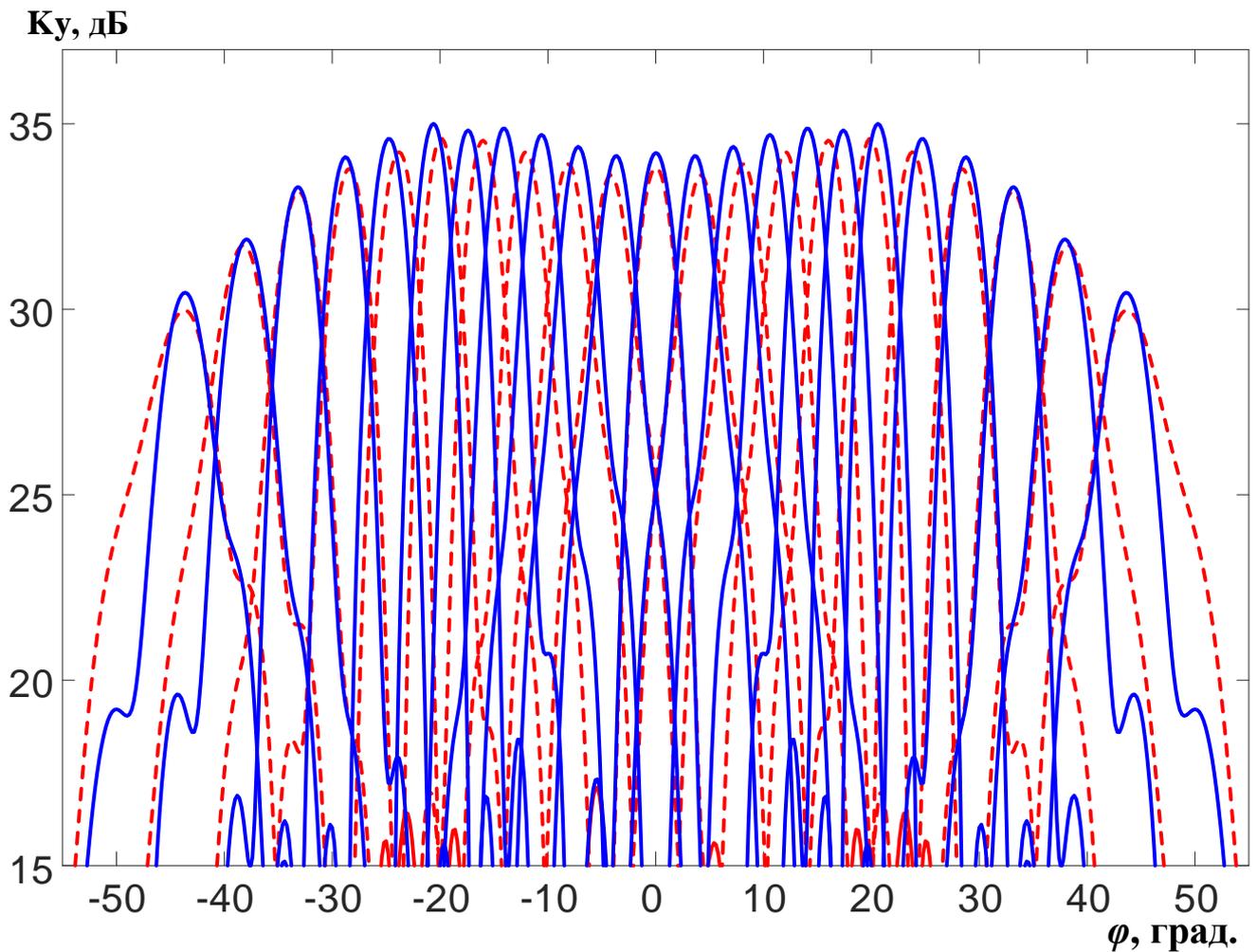


Рис. 2.11. Зависимости коэффициента усиления планарных решеток от азимутального угла.

На рис. 2.12 показаны диаграммы направленности антенных решеток в угломестной плоскости при изменении частоты от 22ГГц до 38ГГц и центральном положении облучателя (штриховая кривая - для зеркально-линзовой системы, сплошная кривая - для бифокальной двухзеркальной системы).

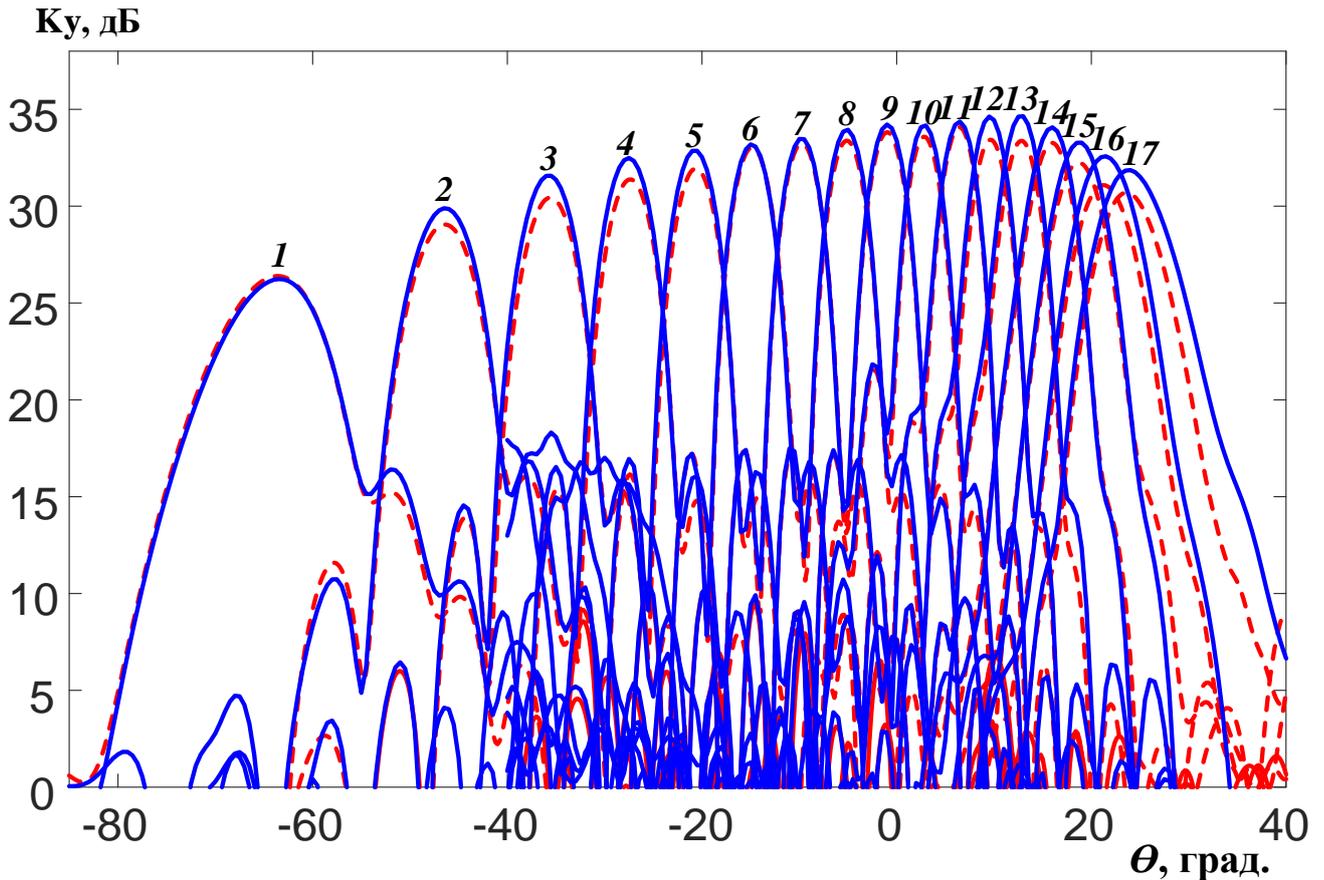


Рис. 2.12. Диаграммы направленности в угломестной плоскости на частотах: *1* – 22ГГц, *2* - 23ГГц, *3* - 24ГГц, *4* - 25ГГц, *5* - 26ГГц, *6* - 27ГГц, *7* - 28ГГц, *8* - 29ГГц, *9* - 30ГГц, *10* - 31ГГц, *11* - 32ГГц, *12* - 33ГГц, *13* - 34ГГц, *14* - 35ГГц, *15* - 36ГГц, *16* - 37ГГц, *17* - 38ГГц.

На рис. 2.13 приведены зависимости коэффициентов использования поверхности (КИП) антенн в азимутальной плоскости при перемещении рупорного облучателя по фокальной кривой на частоте 30 ГГц (кривая *1* - для двухзеркальной ДОС, *2* - для зеркально-линзовой ДОС) и в угломестной плоскости при изменении частоты от 22 до 38 ГГц и центральном положении облучателя (кривая *3* - для двухзеркальной ДОС, *4* - для зеркально-линзовой ДОС).

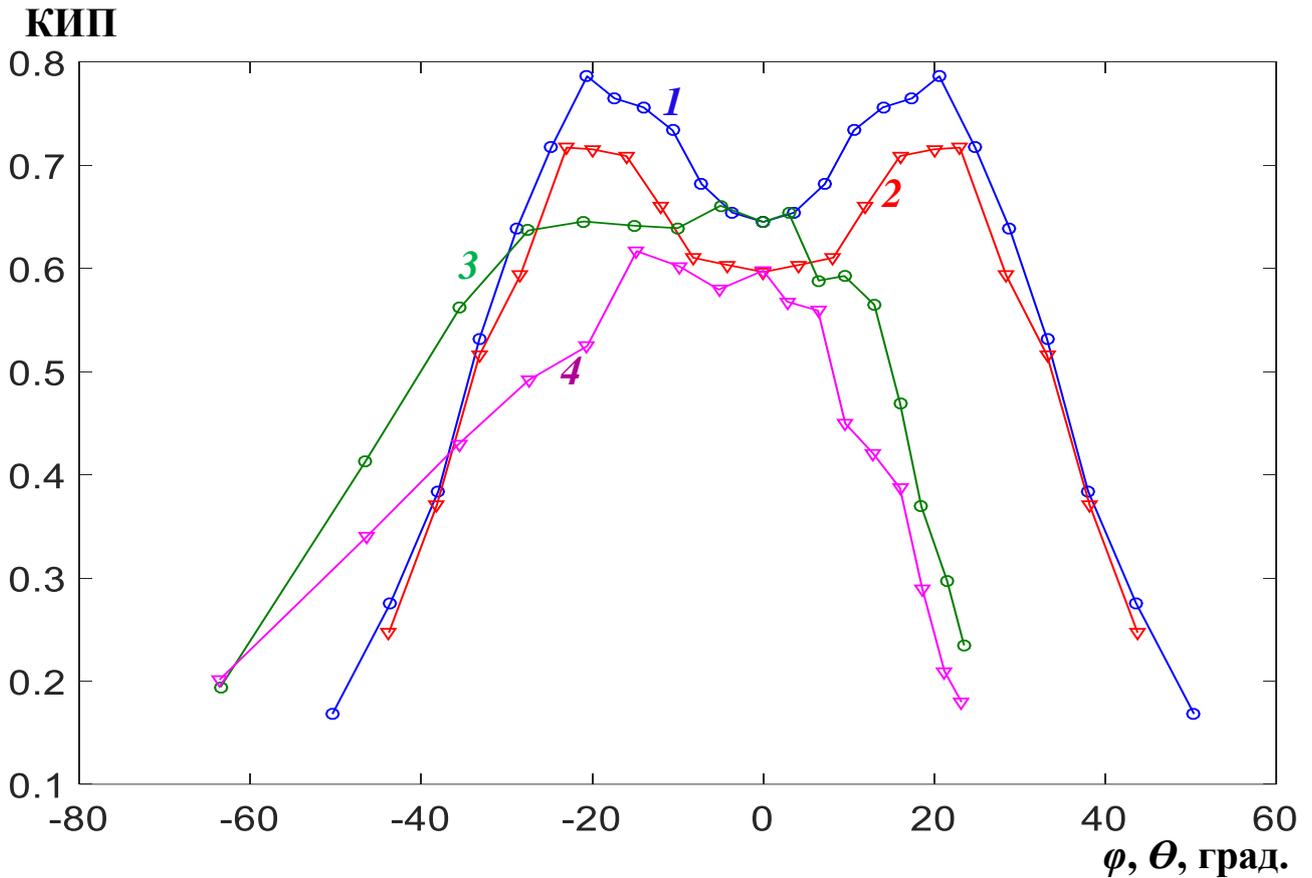


Рис. 2.13. Зависимости КИПа в азимутальной и угломерной плоскостях.

Как видно на рис. 2.13, по уровню величины $\text{КИП} = 0.5$ сектора частотного сканирования в угломерной плоскости антенной решетке с двухзеркальной и зеркально-линзовой ДОС равны, соответственно, 58° и 40° . При этом углы зрения многолучевой диаграммы в азимутальной плоскости для этих решеток почти одинаковы и примерно равны 70° .

ВЫВОДЫ

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Аберрационные свойства и, соответственно, углы зрения многолучевых диаграмм направленности антенных решеток с двухзеркальной и зеркально-линзовой ДОС примерно одинаковые.

2. Сектор частотного сканирования исследованных планарных антенных решеток ограничивается соответствующим сектором элемента решетки – линейной волноводно-щелевой антенной решетки. Однако, при использовании одного и того же излучающего полотна, сектор частотного сканирования антенной решетки с двухзеркальной ДОС больше, чем с зеркально-линзовой ДОС.

3. Количество лучей многолучевой диаграммы направленности (рис. 2.11) определялось в приближении одного сканирующего рупора путем сдвига луча на угол, соответствующий угловому размеру рупора. Более точно это количество можно определить, учитывая взаимное влияние рупоров в облучающей системе.

ГЛАВА 3 . ПЛАНАРНЫЕ МНОГОЛУЧЕВЫЕ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЁТКИ С ОГРАНИЧЕННЫМ СЕКТОРОМ ЧАСТОТНОГО СКАНИРОВАНИЯ

В главе 2 в качестве ДОС планарной волноводно-щелевой антенной решетки использованы бифокальные фокусирующие системы, а линии расположения центров щелей являются прямыми. При этом качество фокусировки луча антенной решетки не зависит от частоты, а сектор частотного сканирования определяется элементом планарной решетки – линейной волноводно-щелевой антенной решеткой. Если использовать форму линий расположения центров щелей как дополнительную степень свободы, можно увеличить число точек идеальной фокусировки при перемещении облучателя по фокальной линии. При этом форма синтезированных линий расположения центров щелей будет зависеть от частоты, т.е. качество фокусировки будет ухудшаться при отклонении частоты от частоты, для которой проведен синтез. Именно такой подход развит в данной главе, хотя он и приводит к ограничению сектора частотного сканирования.

В первом разделе главы показана возможность построения бифокальной волноводно-щелевой антенной решетки на основе простой двухслойной конструкции с эллиптическим зеркалом. Проведен синтез и анализ абераций бифокальной антенной решетки, а также характеристики сканирования луча при перемещении облучателя по фокальной кривой.

Во втором и третьем разделах главы проведен синтез, анализ абераций и исследование характеристик сканирования в двух плоскостях, соответственно, трехфокальной двухзеркальной и трехфокальной зеркально-линзовой волноводно-щелевых антенных решеток.

В четвертом разделе проведена оптимизация и сравнительный анализ синтезированных антенных решеток.

3.1. БИФОКАЛЬНАЯ ОДНОЗЕРКАЛЬНАЯ ПЛАНАРНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА

Исследуемая антенная решетка (рис. 3.1) состоит из двух слоев: первого - в виде планарного волновода (1) с расположенным внутри одним или несколькими облучателями (2) и второго – в виде решетки прямоугольных волноводов (3), заполненных диэлектриком, которые возбуждаются отрезком планарного волновода (4), расположенного на втором слое. В широкой стенке каждого прямоугольного волновода периодически расположены парные продольные щели (5). Щели внутри пары сдвинуты поперек волновода симметрично относительно средней линии, и вдоль волновода - на половину длины волны в волноводе. При этом пары щелей в соседних волноводах также в общем случае сдвинуты вдоль оси волновода так, что центры щелей расположены на кривых линиях (рис. 3.1).

Планарные волноводы на первом и втором слоев связаны через щель (6) в общей стенке. К краю щели связи примыкает общее короткозамыкающее зеркало (7).

Цилиндрическая волна, излученная рупором в первом слое, распространяется по планарному волноводу (1). Через щель связи (6) часть энергии волны попадает в планарный волновод (4), расположенный на втором слое, другая часть - попадает на зеркало (7), отражается и снова через щель связи (6) попадает в верхний волновод (4). Далее энергия моды планарного волновода делится между модами прямоугольных волноводов. Эти моды, распространяясь вдоль волноводов, излучают энергию через щели в широких стенках, в результате чего при условии синфазного излучения формируется узкий луч. Ширина щели связи выбирается из условия минимального отражения (максимального коэффициента передачи энергии в прямоугольные волноводы).

При перемещении фазового центра облучателя вдоль фокальной кривой изменяются фазовые соотношения между модами прямоугольных волноводов

и, в результате, осуществляется сканирование луча антенны. При расположении на фокальной кривой нескольких облучателей реализуется многолучевой режим излучения бифокальной антенной решетки.

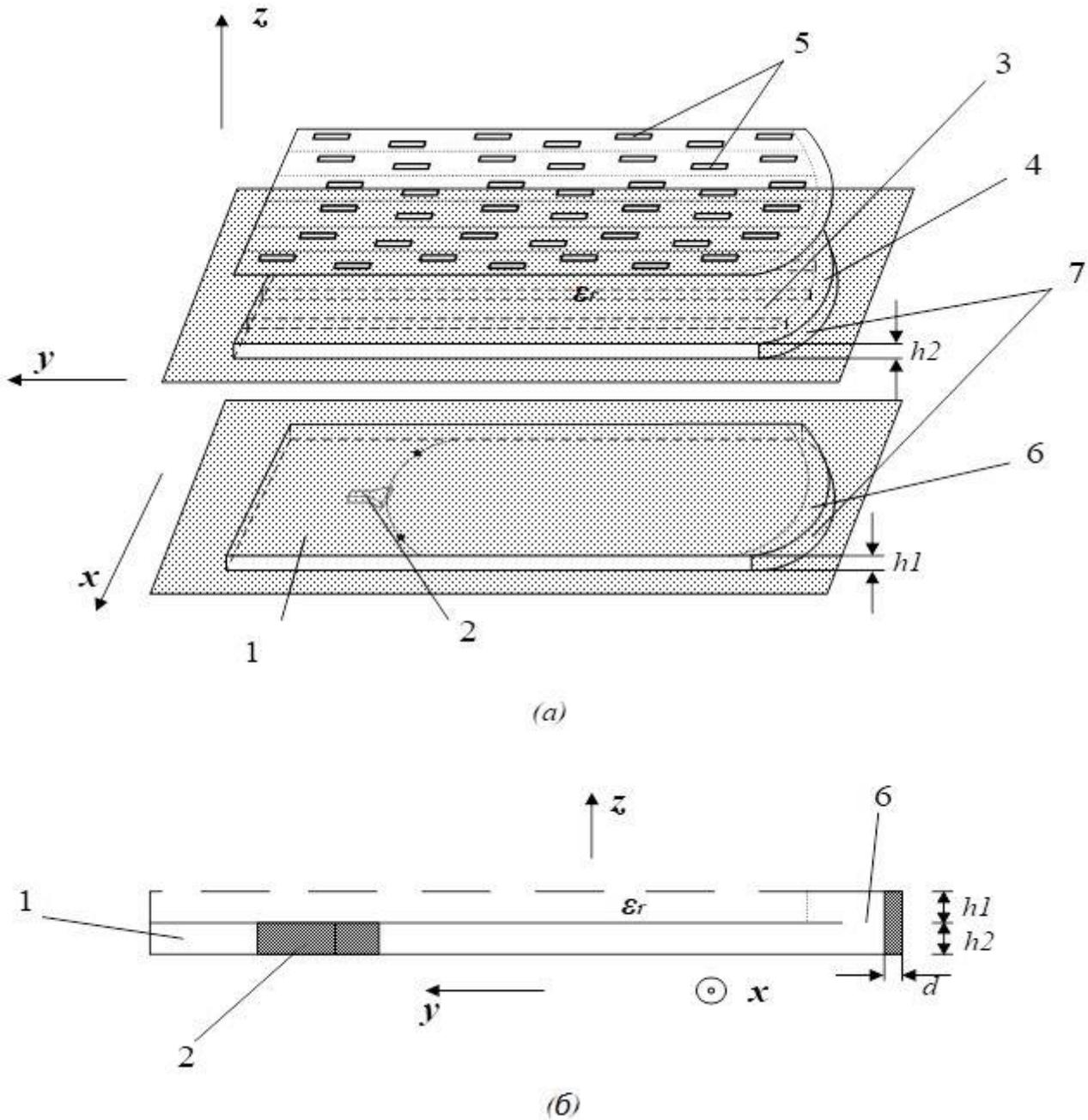


Рис. 3.1. Конструкция антенной решетки: (а) – общий вид, (б) – поперечное сечение.

Рассмотрим задачу синтеза формы зеркала (щели связи) и кривой расположения центров щелей в декартовой системе координат x, y, z (рис. 3.1) с целью обеспечения синфазности излучения под заданным углом θ относительно нормали к плоскости решетки (оси z) при двух положениях источника (фазового центра облучателя). Для этого необходимо равенство всех эйконолов (оптических путей): от источника – до фронта плоской волны через центр соответствующей щели.

Пусть источник расположен в точке F (рис. 3.2), прямая FO образует угол α с осью Oy , $FO = r_0$ – расстояние от точки F до центра зеркала (точка O), $FA = r$ – расстояние от точки F до произвольной точки A на зеркале, имеющей координаты $(x, y, 0)$, $OC = t_0$ – расстояние от центра зеркала до линии размещения центров щелей, $AB = t(y)$ – расстояние от точки A до линии размещения центров щелей. Определим профиль зеркала и линию положения центров щелей, которые обеспечивают преобразование цилиндрической волны, излучаемой источником, в плоскую волну, лучи которой (нормали к фронту) образуют угол θ к оси z , а проекции лучей на плоскость xOy образует угол φ с осью y .

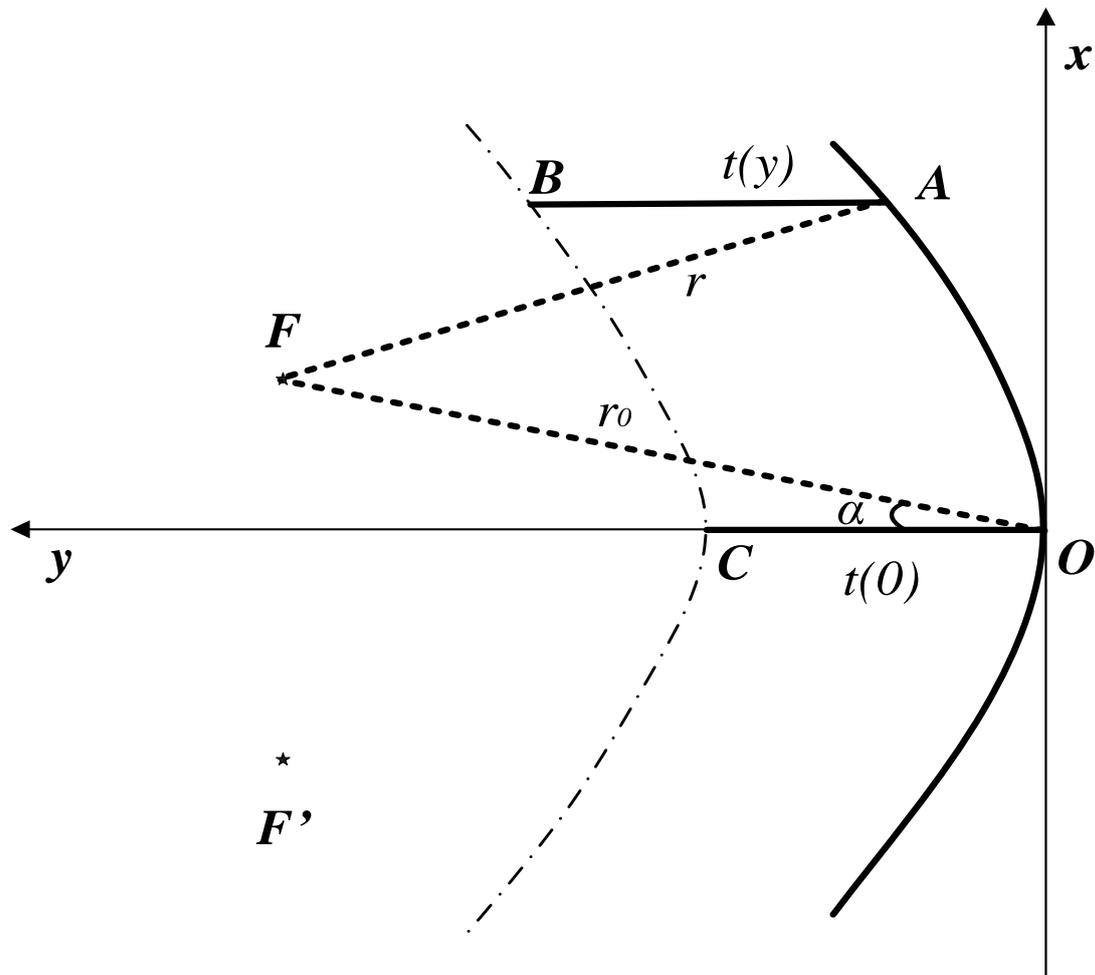


Рис. 3.2. К синтезу формы зеркала и положения щелей

Предполагается, что каждый волновод решетки излучает на минус первой гармонике, формируя конический фронт, лучи которого образуют угол β относительно оси y . Этот угол определяется формулой [2, 5]:

$$\cos \beta = \frac{\gamma p - 2\pi}{kp} \quad (3.1)$$

где γ – постоянная распространения вытекающей волноводной моды; p – период размещения щелей вдоль волновода (оси y); k – постоянная распространения в свободном пространстве.

Преобразование цилиндрического фронта источника, расположенного в точке F , в плоский фронт излучения решетки будет выполнено, если эйконалы центрального и любого другого луча будут равны, т.е.

$$FO + n(t(0)) = FA + nt(y) + BH \quad (3.2)$$

Здесь и далее без ограничения общности предполагается, что выходной плоский фронт проходит через точку C , $n=c/v$, v -фазовая скорость волноводной моды, c -скорость света в вакууме, BH - расстояние от точки B до плоского фронта.

На рис. 3.2 видно, что

$$BH = y \cos \beta - n(t(0) - t(y)) \cos \beta + x \sin \alpha$$

$$r = \sqrt{(r_0 \cos \alpha - y)^2 + (x + r_0 \sin \alpha)^2}$$

Подставляя два последних выражения в формулу (3.2), получаем:

$$n(t(0) - t(y)) = \frac{\sqrt{(r_0 \cos \alpha - y)^2 + (x + r_0 \sin \alpha)^2} - r_0 - y \cos \beta - x \sin \alpha}{1 - \cos \beta} \quad (3.3)$$

Для лучей, исходящих из фокуса F' , расположенного симметрично точке F относительно оси y нетрудно получить аналогичное уравнение, которое будет отличаться только знаком угла α :

$$n(t(0) - t(y)) = \frac{\sqrt{(r_0 \cos \alpha - y)^2 + (x - r_0 \sin \alpha)^2} - r_0 - y \cos \beta + x \sin \alpha}{1 - \cos \beta} \quad (3.4)$$

Вычитая уравнение (3.4) из уравнения (3.3) и преобразовывая, получаем квадратное уравнение

$$x^2 \cos^2 \alpha + y^2 - 2r_0 y \cos \alpha = 0 \quad (3.5)$$

Положив $y = y' + r_0 \cos \alpha$, уравнение (3.5) можно преобразовать к виду:

$$\frac{y'^2}{(r_0 \cos \alpha)^2} + \frac{x^2}{r_0^2} = 1 \quad (3.6)$$

Уравнение (3.6) определяет профиль зеркала и является уравнением эллипса. При этом его фокусами являются точки F и F' , а полуоси эллипса равны, соответственно, r_0 и $r_0 \cos \alpha$. При задании значений r_0 и α формула (3.6) определяет функцию $y = f(x)$, которая не зависит от величины β .

Перейдем к определению положения щелей в прямоугольных волноводах. Сначала рассмотрим задачу определения положения центров щелей на частоте, соответствующий излучению по нормали. В этом случае $\beta = 90^\circ$ и из формулы (3.4) следует $t = t_0$, т.е. линия размещения щелей по форме совпадает с зеркалом и смещена относительно нее вдоль оси y на величину t_0 . На рис. 3.3 эта линия показана кривой 2. Складывая уравнение (3.3) и (3.4), находим линии положения центров щелей для других величин угла β :

$$t = t_0 + \frac{y \sin \beta}{1 - \sin \beta} \quad (3.7)$$

На рис. 3.3 приведены результаты расчета линий положения центров щелей для $\beta = 60^\circ$ (кривая 1), для $\beta = 120^\circ$ (кривая 3) по формуле 3.7.

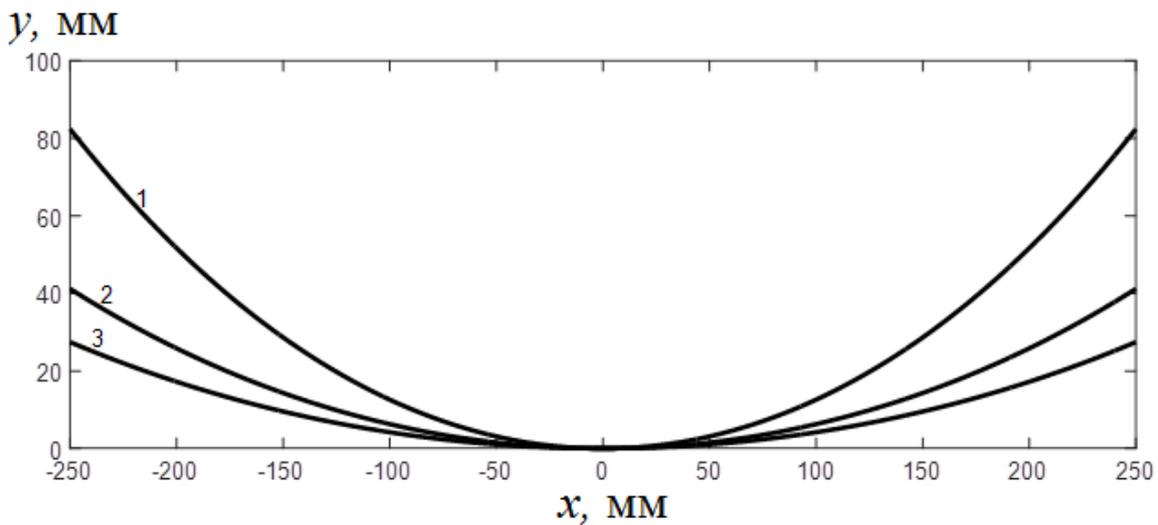


Рис. 3.3. Линии положения центров щелей в зависимости от частоты. Кривая 1 – для $\beta = 60^\circ$, кривая 2 – для $\beta = 90^\circ$, кривая 3 – для $\beta = 120^\circ$.

Излучение антенной решетки моделировалось с использованием двух методов – приближенной феноменологической теории и численным методом конечных элементов.

В сферической системе координат, ось z которой направлена перпендикулярно апертуре решётки, выражение для поля излучения решётки

волноводов со щелями в дальней зоне в рамках феноменологической теории (без учета взаимодействия между щелями) записывается в виде:

$$E(\theta, \varphi) = \frac{\exp(-i \cdot k \cdot r)}{\lambda r} \sum_{n=1}^{2N} \sum_{m=1}^M E_{0nm} f_0(\theta, \varphi) \exp[i \cdot k \cdot \sin \theta (X_{nm} \cos \varphi + Y_{nm} \sin \varphi)], \quad (3.8)$$

где $k = 2\pi / \lambda$ - волновое число в свободном пространстве, X_{nm}, Y_{nm} - координаты щелей, $E_{0n,m} = A_{n,m} \exp(-i\varphi_{n,m})$, $A_{n,m}, \varphi_{n,m}$ - начальные амплитуды и фазы щелей, $f_0(\theta, \varphi)$ - диаграмма направленности щели, N - число волноводов решётки, M - число щелей вдоль волноводов.

Для идеально согласованной решётки диаграмма направленности одного элемента (с учётом взаимодействия между элементами) не зависит от вида элемента и имеет вид [5]

$$f_0(\theta, \varphi) = \sqrt{\cos \theta} \quad (3.9)$$

В качестве приближения можно принять, что начальные амплитуды поля элементов решётки $A_{n,m}$ в зависимости от координат щелей $X_{n,n}, Y_{n,m}$ в виде:

$$A_{n,m} = \exp(-\alpha Y_{n,m}) \cos(\eta X_{n,m} / D), \quad (3.10)$$

где α - постоянная затухания волны в волноводе, η - коэффициент, зависящий от уровня облучения кромок зеркала. Зависимости фазы полей элементов решетки можно приближённо представить в виде:

$$\varphi_{n,m} = \gamma Y_{n,m} + kL_{1,m}, \quad (3.11)$$

где γ - постоянная распространения волны в волноводе без щелей, $L_{1,m}$ - эйконал от фазового центра рупора до центра щели с номером $(1, M)$.

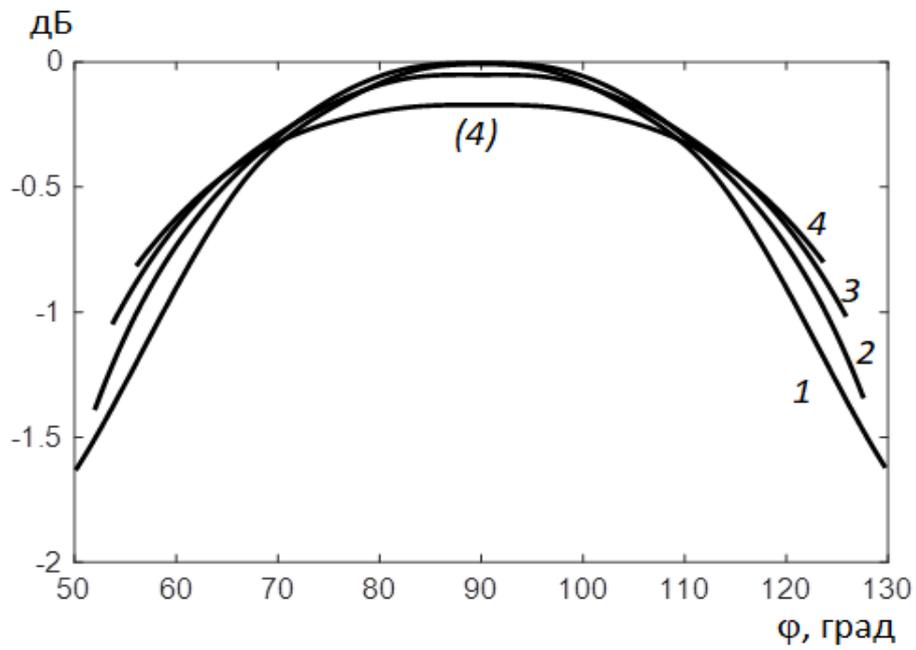
Рассмотрим характеристики сканирования решётки в азимутальной плоскости на фиксированной частоте при изменении положения источника на фокальной кривой. Фокальная кривая в этом случае близка к окружности с центром в середине зеркала и проходит через два фокуса эллипса. Для представления характеристик сканирования по азимуту решётки целесообразно перейти к новой системе координат, в которой ось z направлена вдоль

направления вытекающей волны в волноводах. В такой системе сканирование луча в пространстве (фазовое сканирование за счёт перемещения источника) характеризуется лишь изменением азимутального угла φ (отсчитываемого от оси x в плоскости xOy). При этом луч перемещается по конусу, угол при вершине которого равен углу места максимума излучения минус первой гармоники при $\varphi = 0^0$.

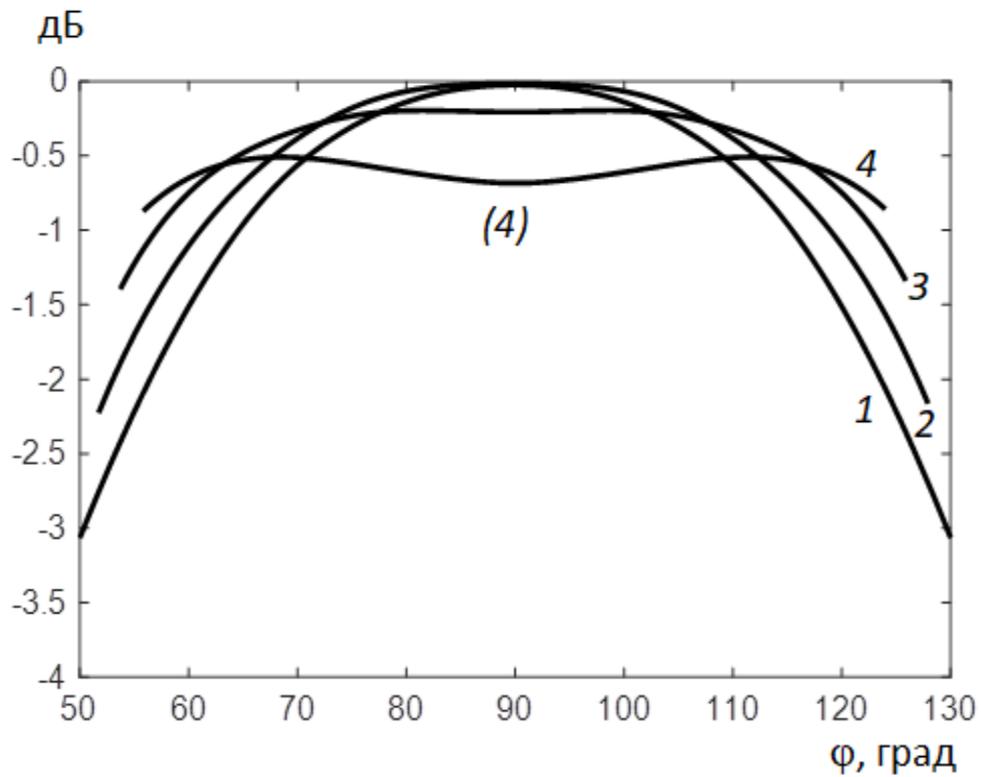
При численном моделировании анализировалась двухслойная структура антенной решетки, показанная на рис. 3.1. Первый слой структуры представляет собой планарный волновод с воздушным заполнением ($\epsilon_r=1$) и расстоянием между стенками $h_1=5$ мм. На втором слое находится решётка, заполненных диэлектриком ($\epsilon_r=2.25$) прямоугольных волноводов с парными продольными щелями. Поперечное сечение волноводов – 15x5 мм, щели располагаются на широких стенках вдоль волновода на расстоянии четверти ширины волновода от центра линии с периодом $p = 23.5$ мм, который соответствует направлению излучения минус первой гармоники под углом $\theta_m = 99^0$ от оси z . Щели внутри пары сдвинуты вдоль оси волновода на 13.4 мм (половину длины волны в волноводе на частоте 10 ГГц) и поперек волновода – на 7.5 мм.

На рис. 3.4а-3.6в представлены характеристики сканирования описанной модели решётки в виде зависимости нормированного КНД решётки от азимутального угла φ для трех величин электрического размера зеркала $D/\lambda=10, 20$ и 40 . Все зависимости нормированы на максимальный КНД соответствующей решётки с параболическим зеркалом. На каждом из рисунков переменным параметром является расстояние между фокусами эллипса dF , нормированное на поперечный размер решётки D и заданное при синтезе линии центров щелей: $dF/D = 0.15; 0.25; 0.35; 0.45$ (кривые 1-4, соответственно). Максимальное смещение рупора, облучающего зеркало, ограничено в поперечном направлении величиной $D/2$, при этом фокальная кривая полностью лежит в пределах апертуры решётки. Увеличение электрического

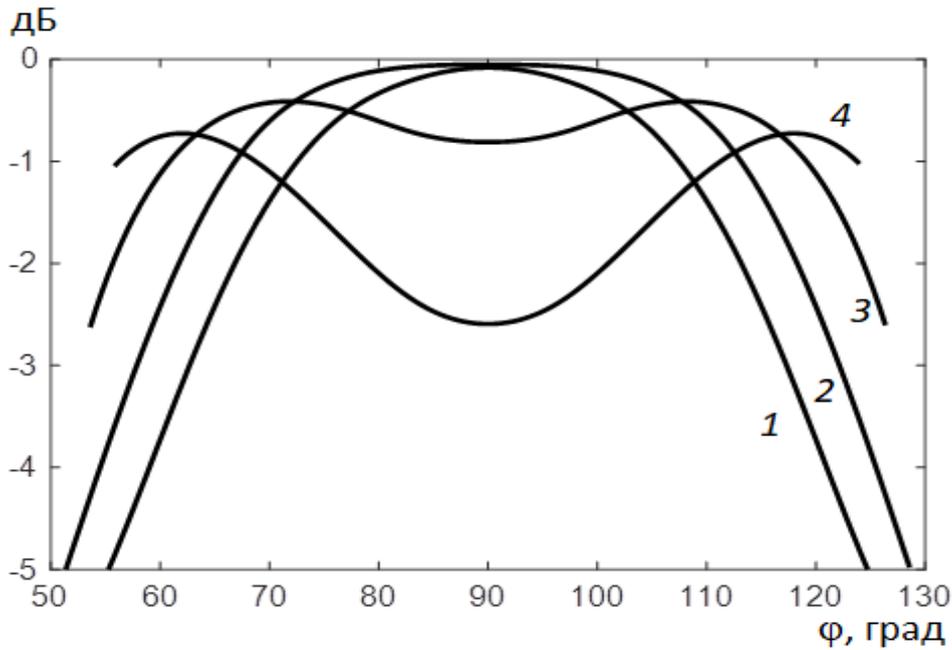
размера решётки достигается увеличением числа волноводов и их длины при фиксированных остальных параметрах и длине волны.



(a)



(б)



(в)

Рис. 3.4. Зависимости нормированного КНД бифокальной решётки от азимутального угла при $D/\lambda = 10$ (а), 20 (б) и 40 (в). Кривая 1 - $dF/D = 0.15$, кривая 2 - $dF/D = 0.25$, кривая 3 - $dF/D = 0.35$, кривая 4 - $dF/D = 0.45$.

Как видно на рис. 3.4а – 3.4в с увеличением электрического размера зеркала сектор сканирования уменьшается, что объясняется ростом фазовых aberrаций на входах волноводов решётки. Как и следовало ожидать, с увеличением расстояния между фокусами эллипса при синтезе линии расположения щелей сектор сканирования увеличивается (рис. 3.4), однако возникает провал КНД в центре сектора сканирования, и с увеличением электрического размера зеркала характеристика сканирования принимает характерную для бифокальной системы форму (рис. 3.4б, 3.4в).

Представляет интерес сравнение характеристик сканирования синтезированной бифокальной антенной решетки с эллиптическим зеркалом и аналогичной системы с использованием параболического зеркала [14, 15]. На основе приближённой феноменологической теории были проведены вычисления для решётки с параболическим зеркалом, все параметры которой

(размеры решётки, эквивалентное фокусное расстояние, параметры волноводов, частота излучения и т.д.) совпадают с параметрами решётки с эллиптическим зеркалом, описанной выше. Результаты сравнения характеристик сканирования однофокальной и бифокальной решетки с расстоянием между фокусами $dF/F = 0.25$ приведены на рис. 3.5а для $D/\lambda = 10$ и на рис. 3.5б. На рис. 3.5а приведена также характеристика сканирования бифокальной решётки, рассчитанная методом конечных элементов для следующих параметров: продольный и поперечные размеры решётки, щели и зеркала $D = 300\text{мм}$, $h_1 = h_2 = 5\text{мм}$, малая полуось эллипса (расстояние от зеркала до линии, соединяющей фокусы эллипса на первом слое) $b = 245\text{мм}$, расстояние между фокусами $c = 75\text{мм}$. Длины щелей менялись вдоль волноводов с целью реализации на средней частоте рабочего диапазона (10 ГГц) амплитудного распределения в виде “косинуса на пьедестале”. Длины щелей в зависимости от номера щели приведены в таблице 3.1.

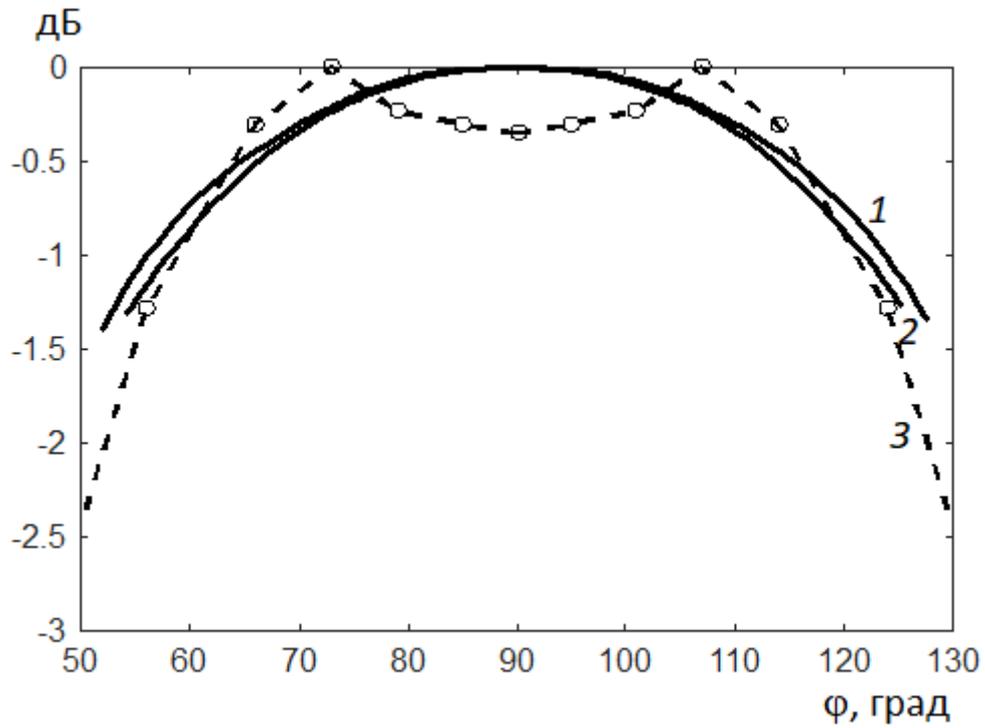
Таблица 3.1. Длины щелей.

Номер щели	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Длина, мм	6.6	7.8	8.4	8.8	9.1	9.4	9.6	9.8	9.9	10.2	10.5	10.4

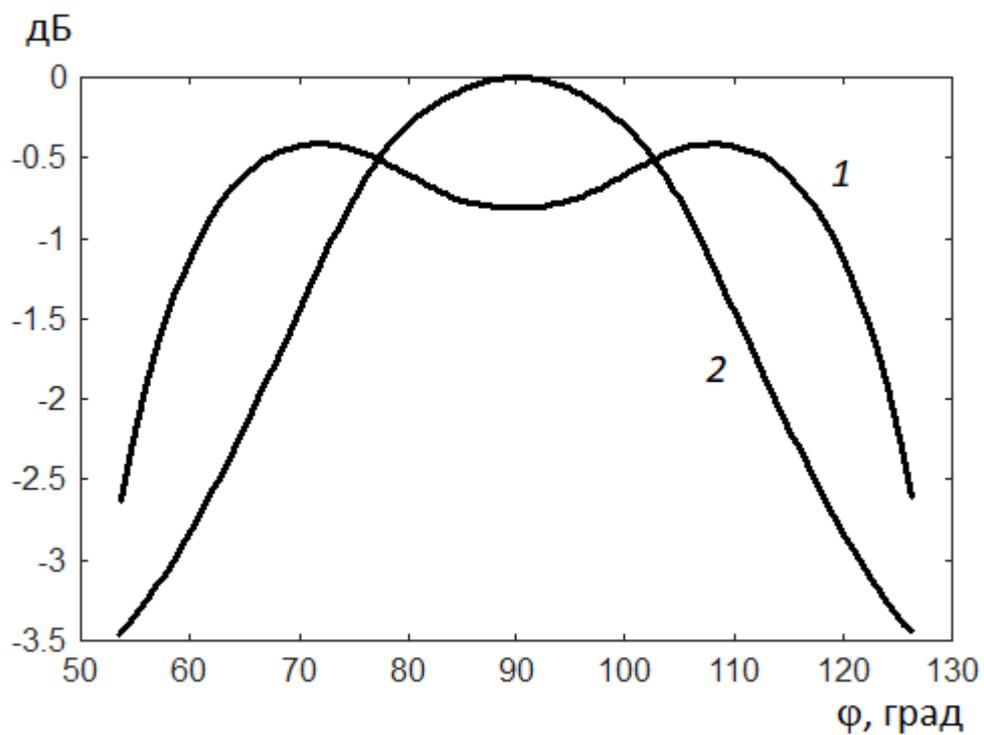
В качестве облучателя использовался H - секториальный рупор длиной 210мм, возбуждаемый волноводом с размером широкой стенки 23 мм. Размер апертуры рупора в H -плоскости (53мм) выбран из условия облучения кромок зеркала с угловым размером 60° на частоте 10 ГГц по уровню -13дБ.

Как видно на рис. 3.5, при малых электрических размерах ($D/\lambda = 10$) сектор сканирования бифокальной решётки практически совпадает с сектором сканирования решётки с параболическим зеркалом. Однако при больших электрических размерах ($D/\lambda = 40$) сектор сканирования бифокальной решётки

по уровню -1 дБ превышает сектор сканирования однофокальной почти в два раза. Как следует из расчётов, с ростом расстояния между фокусами преимущество системы с эллиптическим зеркалом увеличивается, однако при этом увеличивается провал КНД в центре сектора сканирования.



(a)



(б)

Рис. 3.5. Характеристики сканирования решёток при $D/\lambda = 10$ (а) и $D/\lambda = 10\ 40$ (б). Кривая 1 - феноменологическая теория для бифокальной решетки, кривая 2- феноменологическая теория для однофокальной решетки, кривая 3 – метод конечных элементов для бифокальной решётки.

Следует отметить, что результаты вычислений характеристик сканирования бифокальной решетки методом конечных элементов отличаются от результатов, полученных в рамках феноменологической теории, наличием небольшого провала в центре сектора сканирования (см. рис.3.5а). При этом результаты вычислений характеристик сканирования в рамках приближённой феноменологической теории хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в работе [7] для решётки с параболическим зеркалом с фокусным расстоянием $F = 0.667D$ и размером $D = 10\lambda$. Результаты сравнения приведены на рис. 3.6. Диаграммы направленности (ДН), полученные экспериментально для различных положений рупора в планарном волноводе, изображены на рисунке кривыми 1-13. Огибающая их максимумов (штриховая кривая) рассчитана с использованием описанной выше феноменологической теории.

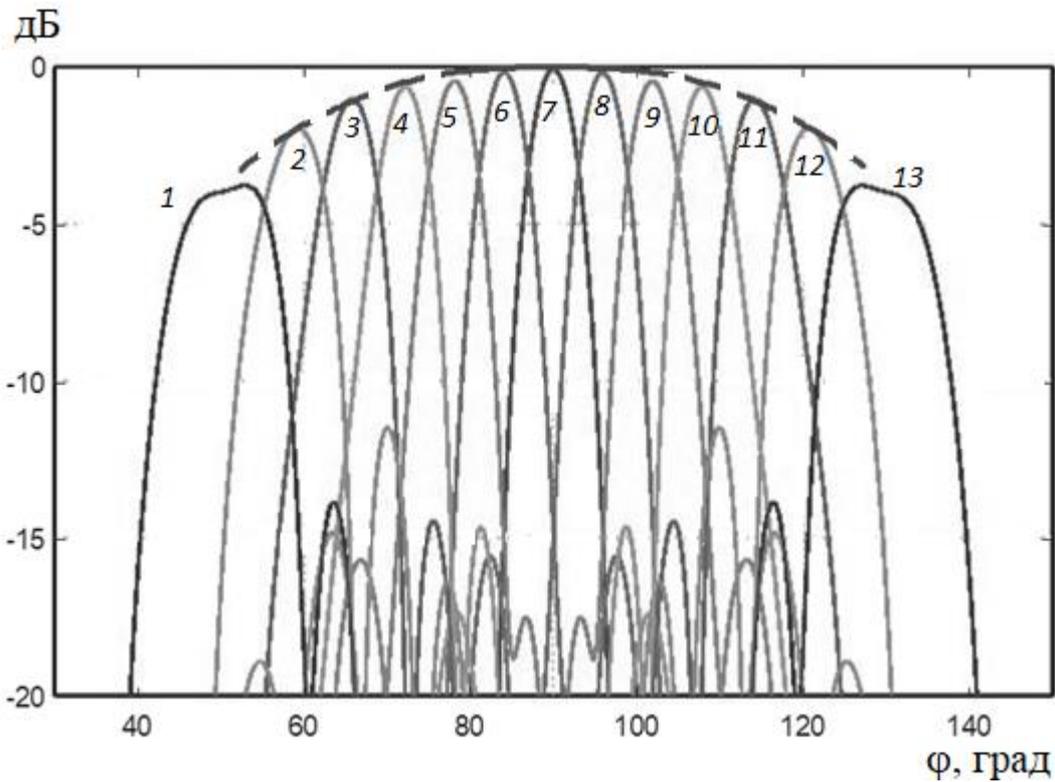


Рис. 3.6. Экспериментальные ДН (1 – 13) решётки с параболическим зеркалом.

Штриховая линия – кривая максимумов, полученная в приближении феноменологической теории.

Наличие провала кривой 3 на рис. 3.5а можно объяснить тем, что оптимизация ширины щели с целью максимизации коэффициента передачи мощности K_n в прямоугольные волноводы была проведена при положении облучателя в фокусах эллипса. В результате этой оптимизации была получена ширина щели связи $d_1 = 5\text{мм}$, а для расстояния от щели связи до первой линии щелей в прямоугольных волноводах $d_2 = 7.8\text{мм}$. Как видно на рисунке 3.5 сектор сканирования по уровню падения усиления 1 дБ составляет более 60 градусов. При центральном положении облучателя величина коэффициента передачи падает примерно на 0.3 дБ, что объясняет соответствующий провал на рис. 3.5а.

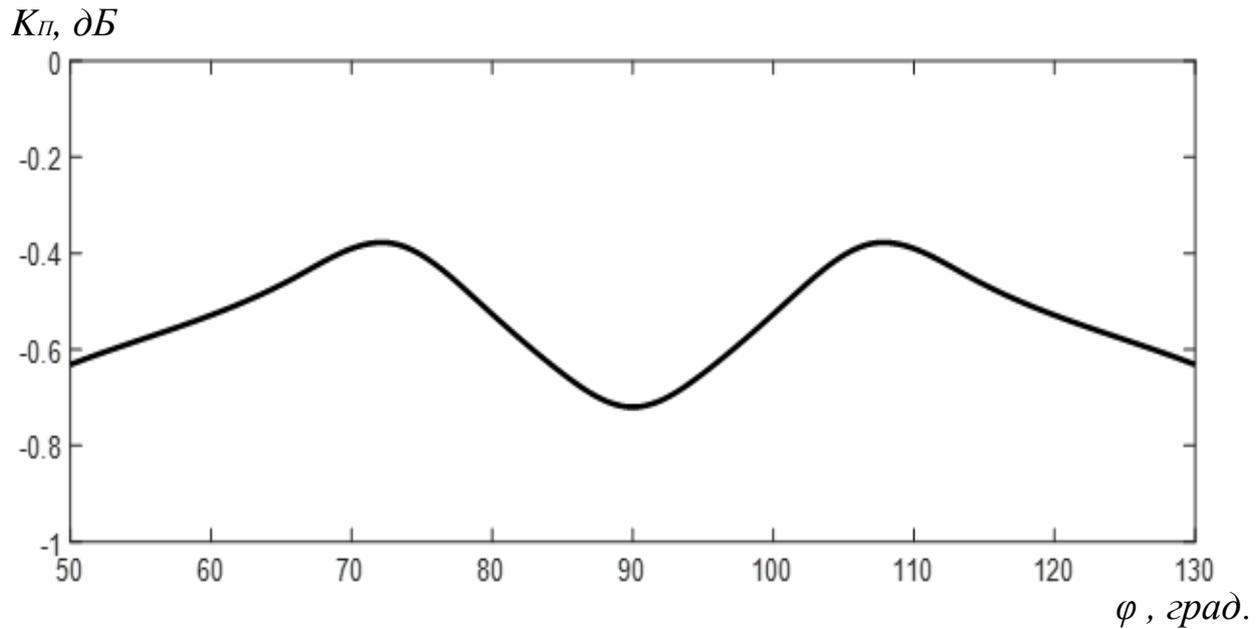


Рис. 3.7. Зависимость коэффициента передачи от азимутального угла.

Далее методом конечных элементов было проведено моделирование излучения бифокальной волноводно-щелевой решетки с указанными выше параметрами при частотном сканировании. На рис. 3.8 приведена зависимость коэффициента усиления от частоты (угла места максимума диаграммы направленности) для положения облучателя в фокусе (кривая 1) и в центре (кривая 2). На рис. 3.9 приведена аналогичная зависимость для коэффициента использования поверхности (КИП).

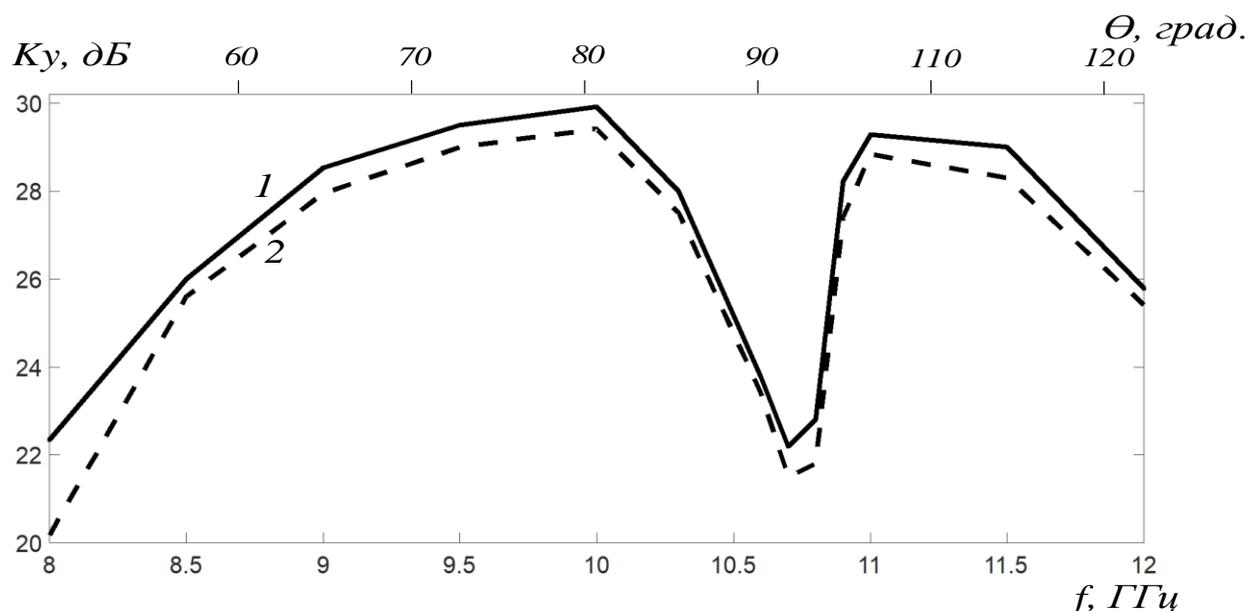


Рис. 3.8. Зависимости коэффициента усиления от частоты (1 – облучатель в фокусе, 2 – в центре).

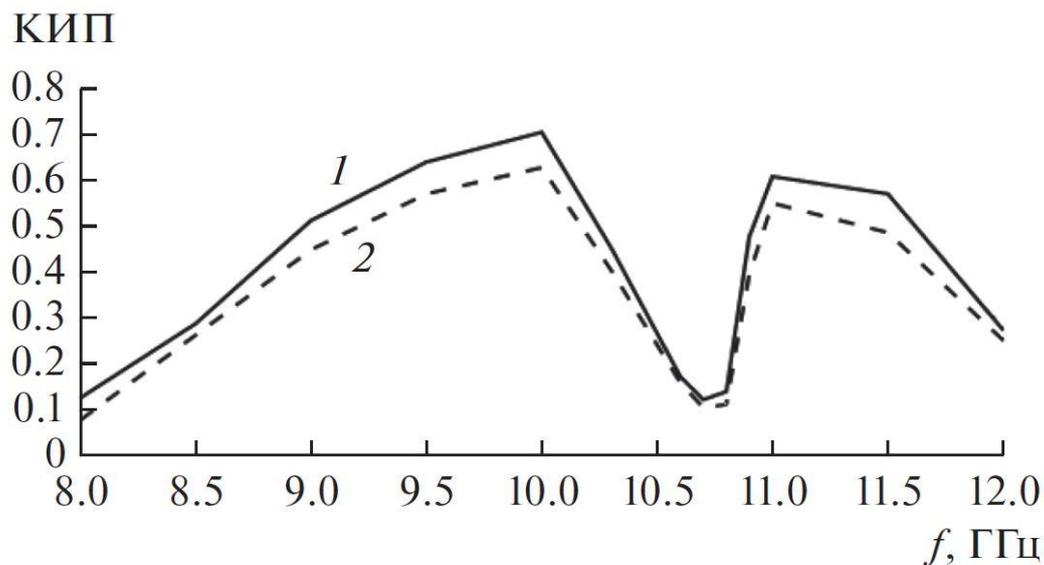


Рис. 3.9. Зависимости КИП от частоты (1 – облучатель в фокусе, 2 – в центре).

Как видно из рис. 3.8 и 3.9, коэффициент усиления антенной решетки и КИП резко падают в области частот, близких к 10.7 ГГц, соответствующей излучению по нормали к решетке. Это падение объясняется “эффектом нормали” - резким увеличением коэффициента отражения в данной области частот (рис. 3.10) из-за синфазного сложения отраженных мощностей от щелей

в волноводах. Следует отметить, что при удалении от частоты 10.7 ГГц КИП достигает величины 0.7.

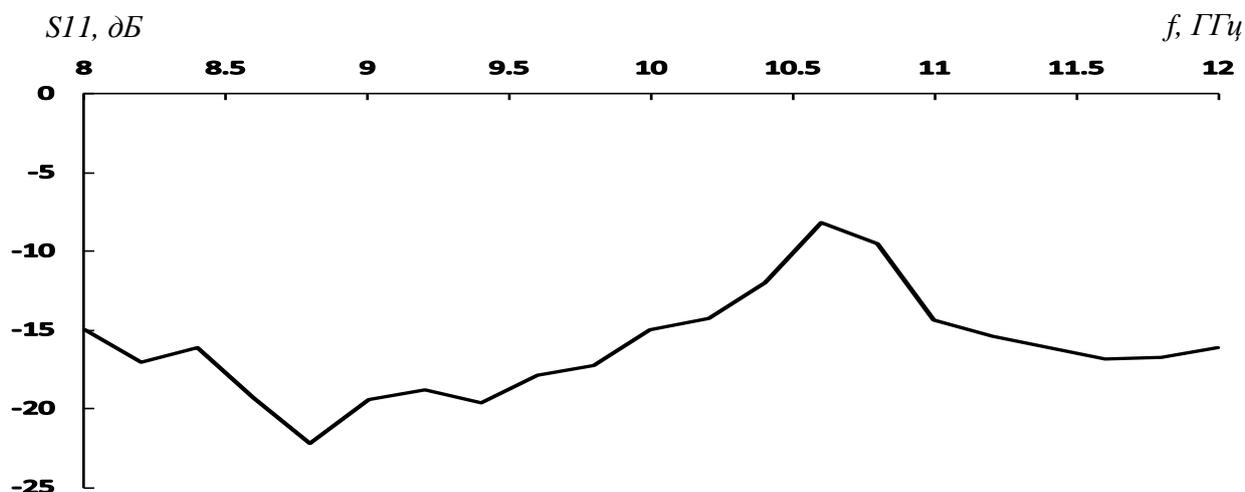


Рис. 3.10. Зависимость коэффициента отражения от частоты.

Отметим, что эффект нормали можно в значительной степени ослабить использованием в качестве элемента планарной решетки антенны вытекающей волны с парными поперечными щелями или четырьмя продольными щелями на периоде вместо парных продольных (см. ниже).

3.2. ТРЕХФОКАЛЬНАЯ ДВУХЗЕРКАЛЬНАЯ ПЛАНАРНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА

Конструкция синтезируемой антенной решетки (рис. 3.11) состоит из трех слоев: первого - в виде планарного волновода (1) с расположенными на фокальной линии облучателями (2), второго - в виде планарного волновода (3), связанного через криволинейную щель (5) и (6) с первым и третьим, и третьего - в виде решетки заполненных диэлектриком прямоугольных волноводов (4), которые возбуждаются через криволинейную щель связи (6) между вторым и третьим слоями. Щели связи (5), (6) находятся на краях планарных волноводов, которые замыкается конфокальными щелям зеркалами. Полотно волноводно-щелевой решётки (4) состоит из линейных волноводно-щелевых антенн в виде прямоугольных волноводов с четырьмя периодически расположенными

продольными щелями на широких стенках и синусоидальным амплитудным распределением вытекающей моды вдоль волноводов решетки (7). Такая линейная антенная решетка была предложена и исследована в первой главе (раздел 1.1).

Цилиндрическая волна, излученная облучающим рупором в первом слое, распространяется по планарному волноводу (1), отражается от первого зеркала (8) и через щель связи (5) попадает в планарный волновод (3) на втором слое. Далее она распространяется по планарному волноводу (3), отражается от второго зеркала (9) и через щель связи (6) возбуждает решетку прямоугольных волноводов (4). В каждом из прямоугольных волноводов возбуждается основная мода, которая, распространяясь вдоль волновода, излучает энергию через щели в его широкой стенке, в результате чего при условии синфазного излучения всех щелей антенной решетки формируется узкий луч с высоким усилением. При перемещении облучателя вдоль фокальной кривой изменяются фазовые соотношения между модами прямоугольных волноводов и, в результате, осуществляется сканирование луча антенны. При расположении на фокальной кривой нескольких облучателей реализуется многолучевой режим излучения антенной решетки.

Задача синтеза антенной решетки заключается в определении формы зеркал (щелей связи) и расположения щелей в волноводах, которые обеспечивают излучение плоской волны в трех направлениях при расположении облучателей в трех фокусах.

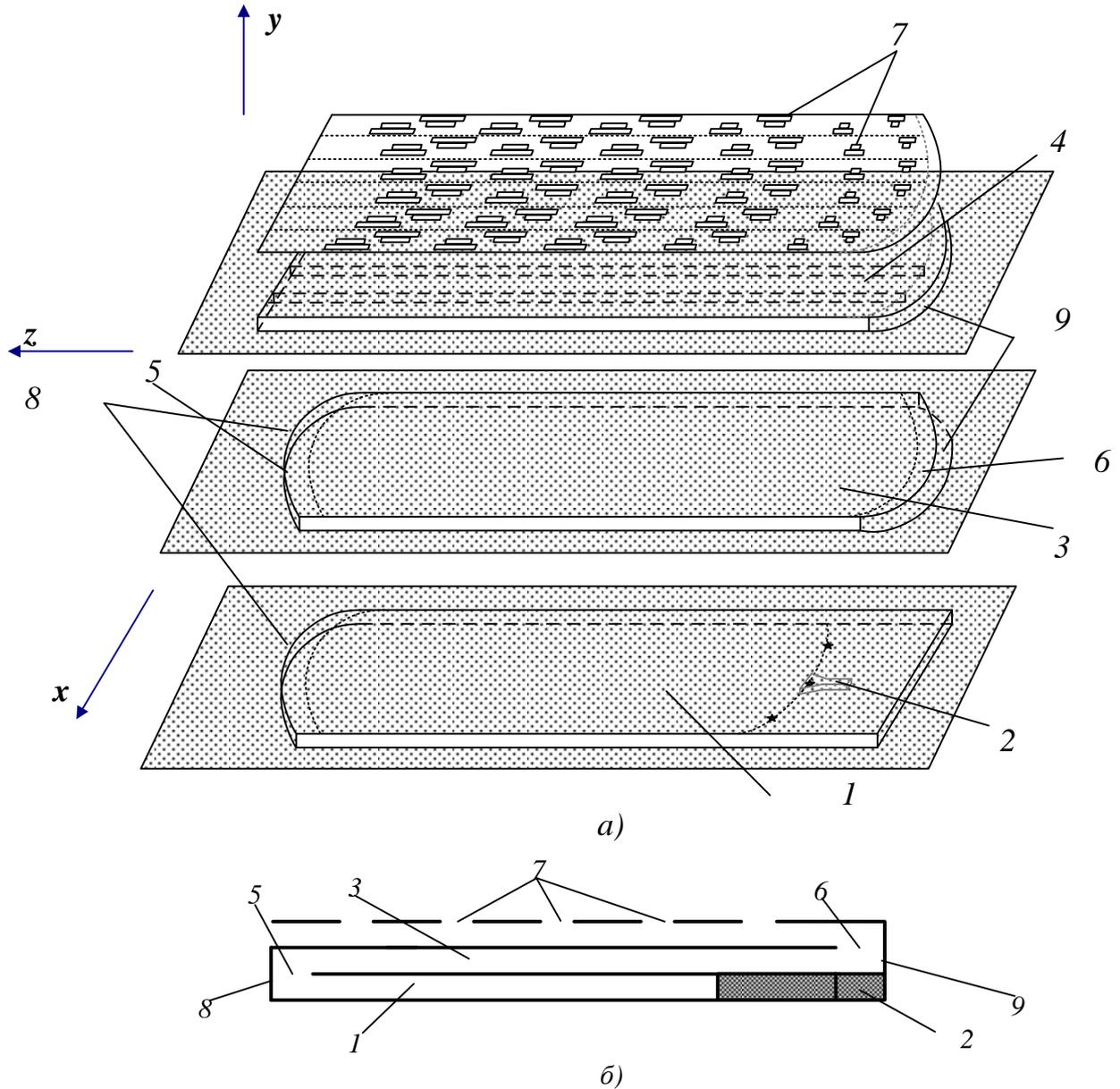


Рис. 3.11. Конструкция трехфокальной двухзеркальной планарной волноводно-щелевой антенной решетки: (а) – общий вид, (б) – поперечное сечение.

Нетрудно убедиться, что эта задача эквивалентна трехмерной задаче синтеза двумерной трехзеркальной системы, с одной стороны которой расположены два симметричных относительно оси z фокуса (точки F_1 и F_2), третий лежит на этой оси (точка F), а второе и третье зеркало соединены линиями передачи (волноводами), параллельными этой оси (рис. 3.12). Потребуем, чтобы после последовательного отражения от двух зеркал

цилиндрической волны источника, расположенного в фокусе F_1 , F_2 и F и после прохождения через линии передачи оптические длины путей (эйконалы) полей в точках пересечения этих линий с линией центров щелей (с третьим зеркалом) удовлетворяли, соответственно, условиям:

$$F_1C + CB + t_B + (x_M - x_B) \sin \alpha + |z_M - z_B| \cos \beta - |t_M - t_B| \cos \beta = F_1P + PM + t_M \quad (3.12)$$

$$F_2D + DA + t_A = F_2N + NQ + t_Q + (x_Q - x_A) \sin \alpha + |z_A - z_Q| \cos \beta - |t_A - t_Q| \cos \beta \quad (3.13)$$

$$FP + PQ + t_Q - |t_A - t_Q| \cos \beta = FD + DB + t_B \quad (3.14)$$

где

$$FP = \sqrt{(x_F - x_P)^2 + (z_F - z_P)^2}; \quad FD = \sqrt{(x_F - x_D)^2 + (z_F - z_D)^2};$$

$$PQ = \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}; \quad DB = \sqrt{(x_D - x_B)^2 + (z_D - z_B)^2};$$

$$F_2D = \sqrt{(x_{F_2} - x_D)^2 + (z_{F_2} - z_D)^2}; \quad DA = \sqrt{(x_D - x_A)^2 + (z_D - z_A)^2};$$

$$F_2N = \sqrt{(x_{F_2} - x_N)^2 + (z_{F_2} - z_N)^2}; \quad NQ = \sqrt{(x_N - x_Q)^2 + (z_N - z_Q)^2};$$

$$F_1C = \sqrt{(x_C - x_{F_1})^2 + (z_C - z_{F_1})^2}; \quad CB = \sqrt{(x_B - x_C)^2 + (z_B - z_C)^2};$$

$$F_1P = \sqrt{(x_P - x_{F_1})^2 + (z_P - z_{F_1})^2}; \quad PM = \sqrt{(x_M - x_P)^2 + (z_M - z_P)^2};$$

α - угол между осью z и лучами F_1O_1 , F_2O_1 ; t_A , t_Q , t_B , t_M - расстояния от соответствующих точек A , Q , B и M до линии размещения центров щелей, β - угол излучения минус первой пространственной гармоники вытекающей волны

относительно оси волновода (Oz), $\cos \beta = \frac{\gamma p - 2\pi}{kp}$, γ - постоянная

распространения вытекающей волноводной моды; p - период размещения щелей вдоль волновода (оси Oz); k - постоянная распространения в свободном пространстве, остальные обозначения понятны из рис. 3.12.

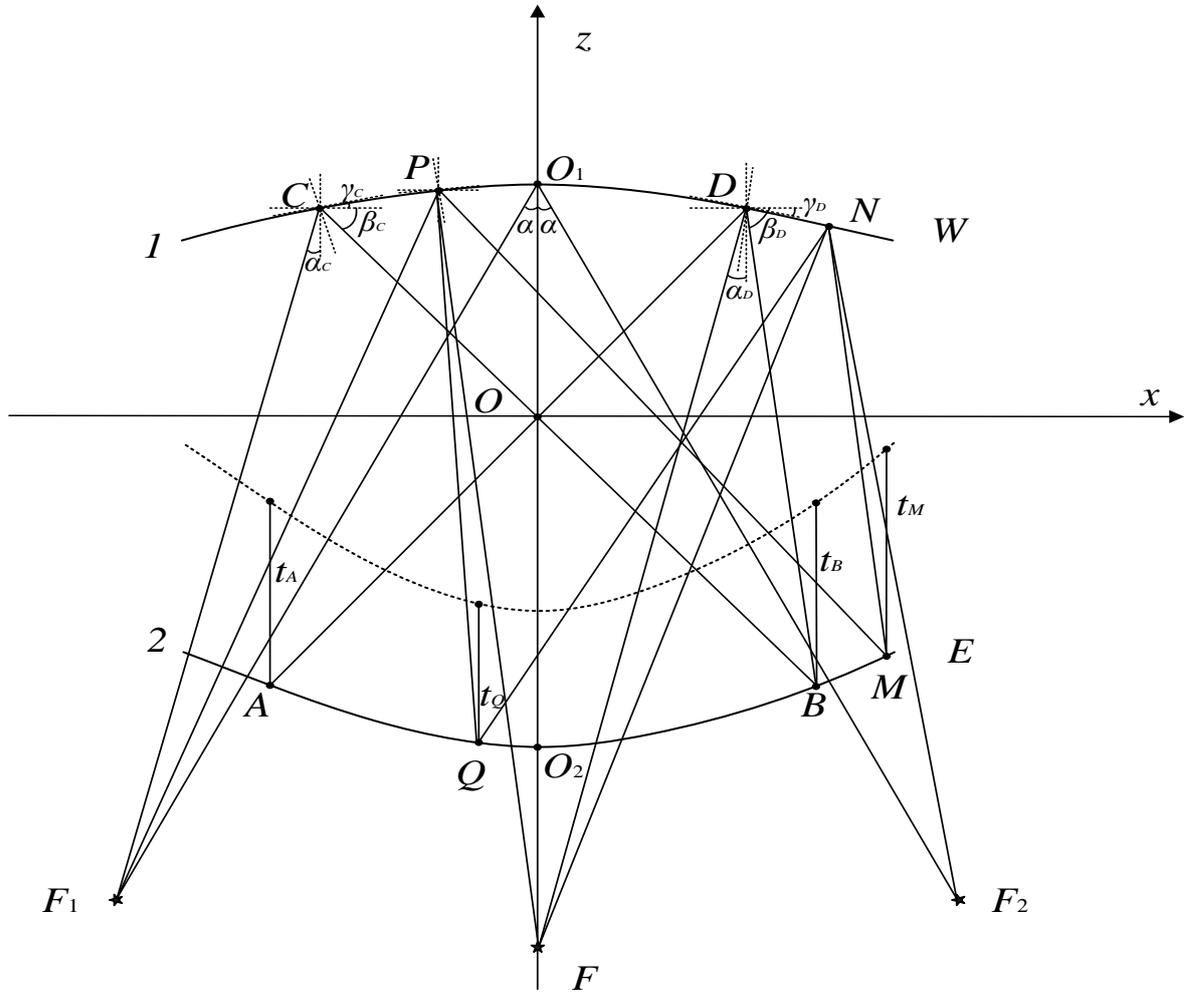


Рис. 3.12. К синтезу формы зеркал и положения щелей трехфокальной двухзеркальной планарной волноводно-щелевой антенной решетки.

В случае расположения щелей в точках пересечения линий с третьим зеркалом и выполнения уравнений (3.12) – (3.14) величины эйконалов лучей из фокусов в этих точках плюс расстояния этих точек до плоскости с нормалью, расположенной под углом β к линиям передачи будут равны.

Таким образом, задача синтеза сводится к определению функций $z_1(x)$, $z_2(x)$ и $t(x)$, удовлетворяющих системе уравнений (3.12) – (3.14).

Предположим, что луч цилиндрической волны из первой точки идеальной фокусировки (первого фокуса) F_1 (рис. 3.12) отражается от первого зеркала в точке $C(x_C, z_C)$ и падает на второе зеркало в точке $B(x_B, z_B)$. А луч

цилиндрической волны из второго фокуса F отражается от первого зеркала в точке $D(x_D, z_D)$ и тоже падает на второе зеркало в точке $B(x_B, z_B)$.

Зададим профиль центральной части первого зеркала (CD) в виде параболической функции: $z_1(x) = b_2x^2 + b_0$, второго зеркала (AB) – в виде параболической функции: $z_2(x) = a_2x^2 + a_0$, положения точек $F_1(x_{F1}, z_{F1})$, $F(x_F, z_F)$, $F_2(x_{F2}, z_{F2})$, $C(x_C, z_C)$, $O_2(x_{O2}, z_{O2})$ и расстояние от точки B до линии размещения центров щелей t_B .

Из геометрии на рис. 3.12 следует:

угол $\alpha = \arctg(x_{F1}/(z_{F1} - z_{O1}))$; угол между осью z и лучом F_1C в точке C

$\alpha_C = \arctg((x_C - x_{F1})/(z_C - z_{F1}))$; угол между осью z и лучом FD в точке D

$\alpha_D = \arctg((x_D - x_F)/(z_D - z_F))$; $x_D = -x_C, z_D = z_C$;

$\gamma_C = (90^0 - \alpha_C - \beta_C)/2$; $b_2 = \text{tg}\gamma_C/(2x_C)$;

$b_0 = y_C - b_2x_C^2$; $\gamma_D = -\gamma_C$; $\beta_D = \alpha_D + 2\gamma_D - 90^0$;

$x_B = (z_D - x_D \text{tg}\beta_D - z_C + x_C \text{tg}(-\beta_C))/(\text{tg}(-\beta_C) - \text{tg}\beta_D)$;

$z_B = x_B \text{tg}\beta_D + z_D - x_D \text{tg}\beta_D$; $a_0 = z_{O2}$; $a_2 = (z_B - a_0)/x_B^2$.

Предположим, что луч из фокуса F отражается от первого зеркала в некоторой точке P в интервале CD . Тогда угол между осью z и падающим лучом в точке P - $\alpha_{FP} = \arctg((x_P - x_F)/(z_P - z_F))$, где $z_P = z_1(x_P)$; $\gamma_P = \arctg(z'_1(x_P))$ - угол между осью x и касательной прямой первого зеркала в точке P ; $\beta_{PQ} = 2\gamma_P + \alpha_{FP} - 90^0$ - угол между осью x и отраженным лучом в точке P . Предположим, что отраженный луч падает на второе зеркало в точке Q . Из геометрии на рис. 3.12 можно получить систему уравнений:

$$\begin{cases} z_Q = x_Q \text{tg}\beta_{PQ} + z_P - x_P \text{tg}\beta_{PQ} \\ z_Q = a_2 x_Q^2 + a_0 \end{cases} \quad (3.15)$$

Решение системы уравнений (3.15) имеет вид:

$$\begin{cases} x_Q = \frac{\operatorname{tg}\beta_{PQ} \pm \sqrt{\operatorname{tg}\beta_{PQ}^2 - 4a_2a_0 + 4a_2z_P - 4a_2x_P\operatorname{tg}\beta_{PQ}}}{2a_2} \\ z_Q = a_2x_Q^2 + a_0 \end{cases} \quad (3.16)$$

Знак перед корнем выбирается так, чтобы значение x_Q было реальным числом.

Из уравнения (3.14), получаем:

$$t_Q = FD + DB + t_B - FP - PQ + |t_A - t_Q| \cos \beta \quad (3.17)$$

Для определения нового участка первого зеркала, предположим, что луч из фокуса F_2 , падающий на первое зеркало и отражающийся от него в некоторой точке N в интервале DW , попадет в точку Q на втором зеркале. Из уравнения (3.13) следует:

$$z_N = \frac{A_1 \pm A\sqrt{A_2A_3} + A_4}{A_5} \quad (3.18)$$

где $A = F_2D + DA + t_A - t_Q - (x_Q - x_A) \sin \alpha - |z_A - z_Q| \cos \beta + |t_A - t_Q| \cos \beta$;

$$A_1 = A^2(z_{F_2} + y_Q) - (x_{F_2}^2 - x_Q^2)(z_{F_2} - z_Q) + z_{F_2}z_Q^2 + z_{F_2}^2z_Q - z_{F_2}^3 - z_Q^3;$$

$$A_2 = -A^2 + x_{F_2}^2 - 2x_{F_2}x_Q + x_Q^2 + z_{F_2}^2 - 2z_{F_2}z_Q + z_Q^2;$$

$$A_3 = -A^2 + x_{F_2}^2 - 4x_N(x_{F_2} + x_Q) + 2x_{F_2}(x_Q - z_Q) + 4x_N^2 + x_Q^2 + z_{F_2}^2 + z_Q^2;$$

$$A_4 = 2x_{F_2}x_Nz_{F_2} - 2x_{F_2}x_Nz_Q - 2x_Nx_Qz_{F_2} + 2x_Nx_Qz_Q;$$

$$A_5 = 2A^2 - 2z_{F_2}^2 + 4z_{F_2}z_Q - 2z_Q^2,$$

а знак перед корнем в (3.18) выбирается так, чтобы значение z_N было положительным. Отсюда имеем: $\alpha_{F_2N} = \operatorname{arctg}((x_{F_2} - x_N)/(z_N - z_{F_2}))$ - угол между осью z и лучом F_2N ; $\beta_{NQ} = \operatorname{arctg}((x_N - x_Q)/(z_N - z_Q))$ - угол между осью z и лучом NQ в точке N .

Из геометрии на рис. 3.12 следует, что угол между осью x и касательной к первому зеркалу в точке N :

$$\gamma_N = \frac{\alpha_{F_2N} - \beta_{NQ}}{2} \quad (3.19)$$

Для определения нового участка второго зеркала предположим, что луч из фокуса F_1 падающий на первое зеркало и отражающийся от него в некоторой точке P в интервале CD , попадет в точку M в интервале BE второго зеркала. Пусть при этом луч из фокуса F , отражающийся от первого зеркала в точке N , тоже попадает в точку M в интервале BE второго зеркала. Отсюда имеем: угол между осью z и лучом F_1P $\alpha_{F_1P} = \arctg((x_P - x_{F_1})/(z_P - z_{F_1}))$; угол между осью x и лучом PM в точке P $\beta_{PM} = 2\gamma_P + \alpha_{F_1P} - 90^\circ$; угол между осью z и лучом FN $\alpha_{FN} = \arctg((x_N - x_F)/(z_N - z_F))$; угол между осью x и лучом NM в точке N $\beta_{NM} = 2\gamma_N + \alpha_{FN} - 90^\circ$.

Из геометрии на рис. 3.12 находим координаты точки M :

$$x_M = \frac{z_P - x_P \operatorname{tg} \beta_{PM} - z_N + x_N \operatorname{tg} \beta_{NM}}{\operatorname{tg} \beta_{NM} - \operatorname{tg} \beta_{PM}}; \quad (3.20)$$

$$z_M = x_M \operatorname{tg} \beta_{PM} + z_P - x_P \operatorname{tg} \beta_{PM}. \quad (3.21)$$

Из уравнения (3.12) для всех лучей, выходящих из фокуса F_1 , отражающихся от первого зеркала в интервале CD и от второго зеркала в интервале BE , до фронта, и лучей, выходящих из фокуса F , отражающихся от первого зеркала в интервале DW и от второго зеркала в интервале BE следует:

$$FD + DB + t_B - |t_M - t_B| \cos \beta = FN + NM + t_M \quad (3.22)$$

где $FD = \sqrt{(x_D - x_F)^2 + (z_D - z_F)^2}$; $DB = \sqrt{(x_B - x_D)^2 + (z_B - z_D)^2}$;

$FN = \sqrt{(x_N - x_F)^2 + (z_N - z_F)^2}$; $NM = \sqrt{(x_M - x_N)^2 + (z_M - z_N)^2}$.

Вычитая уравнение (3.22) из уравнения (3.12), получаем:

$$B + FN + NM = 0 \quad (3.23)$$

где $B = F_1C + CB + (x_M - x_B) \sin \alpha - F_1P - PM - FD - DB + |z_M - z_B| \cos \beta$.

Решение уравнения (3.23) имеет вид:

$$x_N = \frac{\pm B \sqrt{B_1 B_2 + B_3 + B_4}}{B_5} \quad (3.24)$$

где $B_1 = -B^2 + x_F^2 - 2x_F x_M + x_M^2 + z_F^2 - 2z_F z_M + z_M^2$;

$B_2 = -B^2 + x_F^2 - 2x_F x_M + 2z_F z_M + x_M^2 + z_F^2 - 4z_N(z_F + z_M) + z_M^2 + z_N^2$;

$B_3 = B^2(x_F + x_M) + x_F(x_M^2 - x_F^2 + z_M^2) + x_M(x_F^2 + z_F^2 - z_M^2)$;

$B_4 = 2y_N(x_F - z_M)(z_F - z_M)$; $B_5 = 2B^2 - 2x_F^2 + 4x_F x_M - 2x_M^2$.

а знак корня выбирается из условия положительной величины x_N .

Из уравнения (3.18) находим z_N , из уравнений (3.19), (3.20) и (3.21) находим x_M и z_M , из уравнения (3.23) находим t_M . При перемещении точки P в интервале CD и перемещении точки Q в интервале AB соответственно находим участок DW первого зеркала, участок BE второго зеркала и расстояние t от второго зеркала в интервале BE до линии размещения центров щелей.

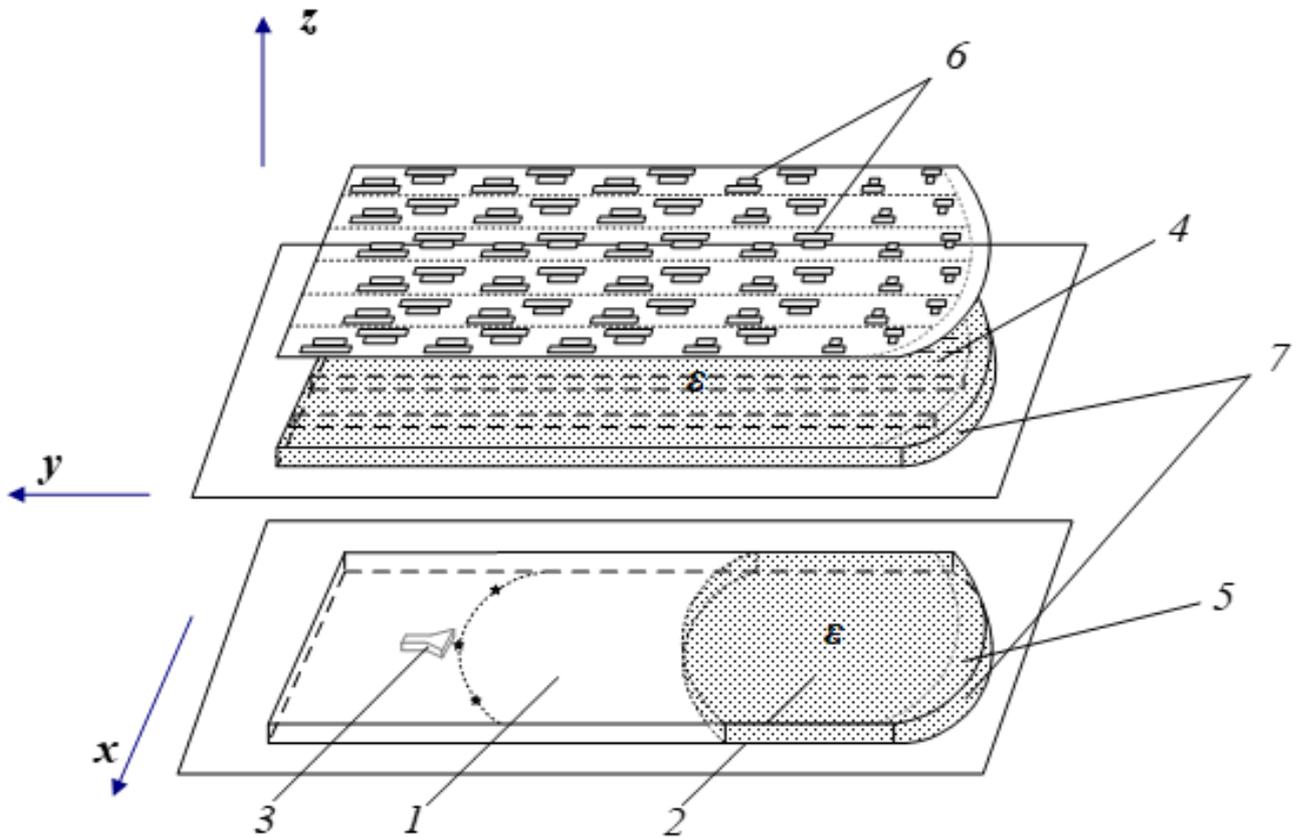
Повторяя аналогичную процедуру, получаем следующие участки зеркал и положения щелей.

Результат анализа синтезированной трехфокальной двухзеркальной антенной решетки будут приведены в разделе 3.4 и сопоставлены с результатами анализа бифокальной однозеркальной и трехфокальной зеркально-линзовой антенной решетки.

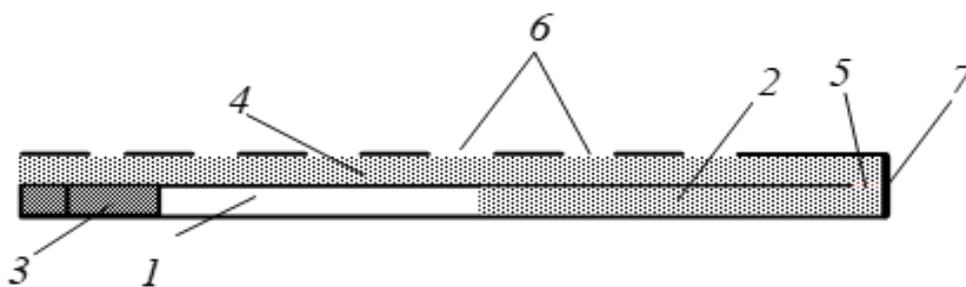
3.3. ТРЕХФОКАЛЬНАЯ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВАЯ ПЛАНАРНАЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЁТКА

Синтезируемая антенная решетка (рис. 3.13) состоит из двух слоев: первого - в виде планарного волновода (1) с диэлектрической линзой (2) и расположенными на фокальной линии облучателями (3), и второго - в виде решетки заполненных диэлектриком прямоугольных волноводов (4), которые возбуждаются через криволинейную щель связи (5) между первым и вторым

слоями. Щель связи (5) находится на краях планарных волноводов, которые замыкается конфокальным щелям зеркалом. Полотно волноводно-щелевой антенной решётки (4) состоит из линейных антенн вытекающей волны, описанных выше (раздел 3.2).



a)



б)

Рис. 3.13. Конструкция трехфокальной зеркально-линзовой планарной антенной решетки: (а) – общий вид, (б) – поперечное сечение.

Цилиндрическая волна, излученная облучающим рупором на первом слое, распространяется по планарному волноводу (1), преломляется линзой (2), отражается от зеркала (7) и через щель связи (5) возбуждает решетку прямоугольных волноводов (4). В каждом из прямоугольных волноводов возбуждается основная мода H_{10} , которая, распространяясь вдоль волновода, излучает энергию через щели в его широкой стенке, в результате чего при условии синфазного излучения всех щелей антенной решетки формируется узкий луч с высоким усилением. При перемещении облучателя вдоль фокальной кривой изменяются фазовые соотношения между модами прямоугольных волноводов и, в результате, осуществляется сканирование луча антенны. При расположении на фокальной кривой нескольких облучателей реализуется многолучевой режим излучения антенной решетки.

Задача синтеза антенной решетки заключается в определении входной поверхности линзы, формы зеркала (щелей связи) и расположения щелей в волноводах, которые обеспечивают излучение плоской волны в трех направлениях при расположении облучателей в трех фокусах.

Потребуем, чтобы после излучения цилиндрической волны из источника, расположенного в фокусе F_1 , F_2 или F , преломления линзой, отражения от зеркала, прохождения через волноводы и излучения через щели оптические длины путей (эйконалы) полей до плоскости фронта излученной волны с нормалью, расположенной под углом β к плоскости решетки, совпадали, т.е. удовлетворяли условиям:

$$\begin{aligned} F_1A + nAB + nt_B + (x_N - x_B) \sin \alpha + |z_N - z_B| \cos \beta - |t_N - t_B| \cos \beta = \\ = F_1P + nPN + nt_N \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned} F_2M + nMQ + nt_Q + (x_D - x_Q) \sin \alpha + |z_D - z_Q| \cos \beta - |t_D - t_Q| \cos \beta = \\ = F_2C + nCD + nt_D \end{aligned} \quad (3.26)$$

$$FP + nPQ + nt_Q - |t_B - t_Q| \cos \beta = FC + nCB + nt_B \quad (3.27)$$

где

$$FP = \sqrt{(x_F - x_P)^2 + (z_F - z_P)^2}; FC = \sqrt{(x_F - x_C)^2 + (z_F - z_C)^2};$$

$$PQ = \sqrt{(x_P - x_Q)^2 + (z_P - z_Q)^2}; CB = \sqrt{(x_C - x_B)^2 + (z_C - z_B)^2};$$

$$F_2C = \sqrt{(x_{F_2} - x_C)^2 + (z_{F_2} - z_C)^2}; CD = \sqrt{(x_C - x_D)^2 + (z_C - z_D)^2};$$

$$F_2M = \sqrt{(x_{F_2} - x_M)^2 + (z_{F_2} - z_M)^2}; MQ = \sqrt{(x_M - x_Q)^2 + (z_M - z_Q)^2};$$

$$F_1A = \sqrt{(x_A - x_{F_1})^2 + (z_A - z_{F_1})^2}; AB = \sqrt{(x_A - x_B)^2 + (z_A - z_B)^2};$$

$$F_1P = \sqrt{(x_P - x_{F_1})^2 + (z_P - z_{F_1})^2}; PN = \sqrt{(x_N - x_P)^2 + (z_N - z_P)^2};$$

n – коэффициент преломления; α - угол между осью z и лучам F_1O ; t_Q, t_B, t_D, t_N

-расстояния от соответствующих точек до линии размещения центров щелей, β

- угол излучения минус первой пространственной гармоники вытекающей

волны относительно оси волновода (Oz), $\cos \beta = \frac{\gamma p - 2\pi}{kp}$, γ - постоянная

распространения вытекающей волноводной моды; p – период размещения

щелей вдоль волновода (оси Oz); k – волновое число в свободном пространстве,

остальные обозначения понятны из рис. 3.14.

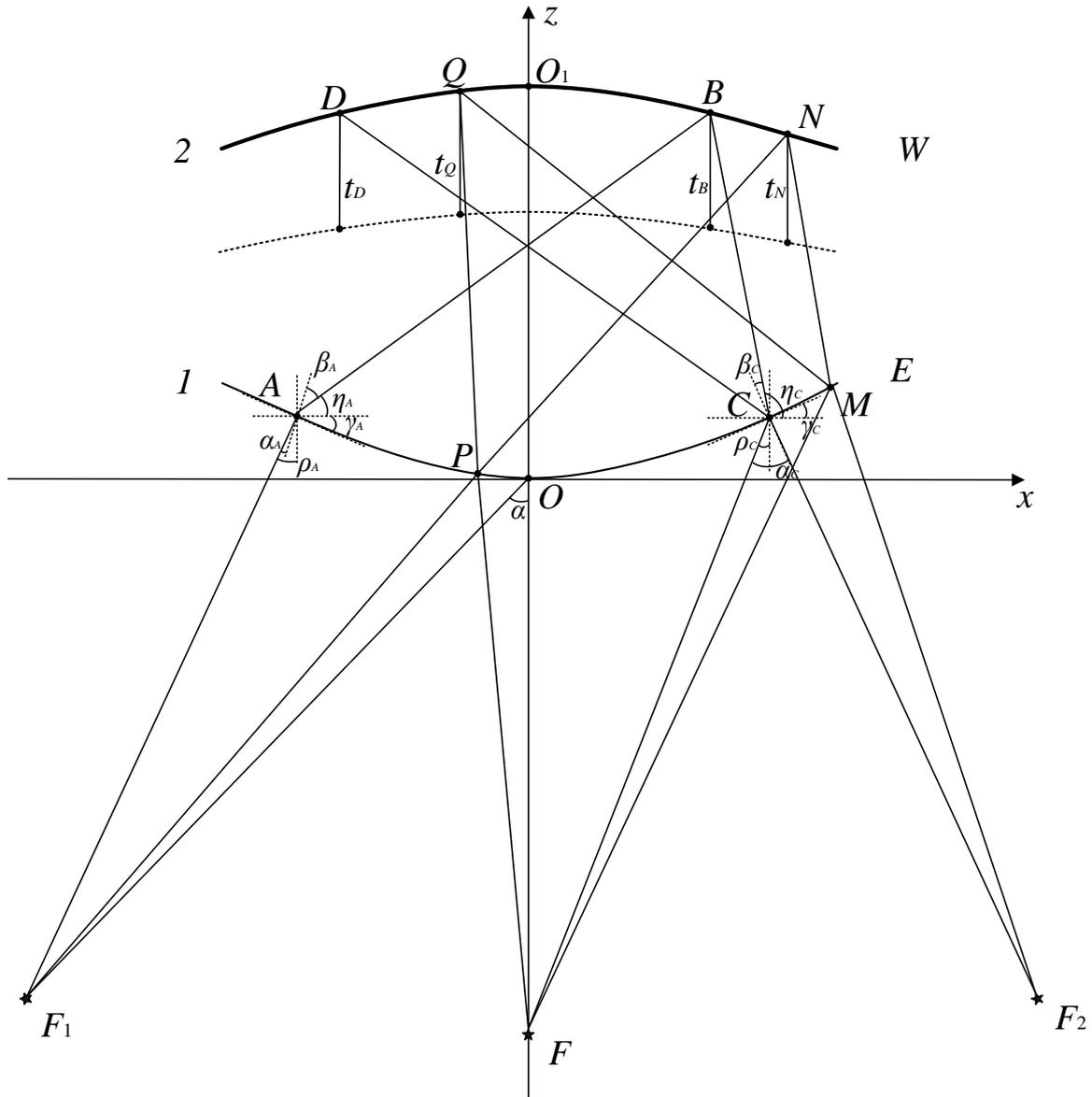


Рис. 3.14. К синтезу входной поверхности линзы, формы зеркала и положения щелей трехфокальной зеркально-линзовой планарной волноводно - щелевой антенной решетки.

Таким образом, задача синтеза сводится к определению функций $z_1(x)$, $z_2(x)$ и $t(x)$, удовлетворяющих системе уравнений (3.25) – (3.27).

Предположим, что луч цилиндрической волны из первой точки идеальной фокусировки (первого фокуса) F_1 (рис.3.14) преломляется линзой в точке A (x_A , z_A) и попадает на зеркало в точке B (x_B , z_B). А луч цилиндрической волны из

второго фокуса F преломляется линзой в точке C (x_C, z_C) и тоже попадает на зеркало в точке B (x_B, z_B).

Зададим профиль входной поверхности линзы (AC) в виде параболической функции: $z_1(x) = a_2x^2$, зеркала (BD) – в виде параболической функции: $z_2(x) = b_2x^2 + b_0$, положения точек $F_1(x_{F1}, z_{F1})$, $F(x_F, z_F)$, $F_2(x_{F2}, z_{F2})$, $O_1(x_{O1}, z_{O1})$, x_A , угол между осью x и касательной прямой линзы в точке A - γ_A и расстояние от точки B до линии размещения центров щелей t_B .

Из геометрии на рис. 3.14 следует: угол $\alpha = \arctg(x_{F1} / z_{F1})$;
 $a_2 = \text{tg}\gamma_A / (2x_A)$; $y_A = a_2x_A^2$; угол между осью z и падающим лучом F_1A в точке A - $\rho_A = \arctg((x_A - x_{F1}) / (z_A - z_{F1}))$; угол падения из фокуса F_1 в точке A - $\alpha_A = \rho_A + \gamma_A$; угол преломления из фокуса F_1 в точке A - $\beta_A = \arcsin(\sin\alpha_A/n)$;
 угол между осью x и лучом AB в точке A - $\eta_A = 90^\circ + \gamma_A - \beta_A$;
 $x_A = -x_C$; $z_A = z_C$; угол между осью z и падающим лучом FC в точке C - $\rho_C = \arctg((x_C - x_F) / (z_C - z_F))$; угол падения из фокуса F в точке C - $\alpha_C = \rho_C + \gamma_C$; угол преломления из фокуса F в точке C - $\beta_C = \arcsin(\sin\alpha_C/n)$; угол между осью x и лучом CD в точке C - $\eta_C = 90^\circ + \gamma_C - \beta_C$;

$$b_0 = y_{O1}; b_2 = (z_B - b_0) / x_B^2;$$

$$x_B = (z_C - x_C \text{tg}\eta_C - z_A + x_A \text{tg}\eta_A) / (\text{tg}\eta_A - \text{tg}\eta_C);$$

$$z_B = x_B \text{tg}\eta_A + z_A - x_A \text{tg}\eta_A;$$

$$x_D = -x_B; z_D = z_B.$$

Предположим, что луч из фокуса F преломляется линзой в некоторой точке P в интервале AC и попадает на зеркало в точке Q в интервале BD . Тогда угол между осью z и падающим лучом в точке P - $\rho_P = \arctg((x_P - x_F) / (z_P - z_F))$, где $z_P = z_1(x_P)$; $\gamma_P = \arctg(z'_1(x_P))$ - угол между осью x и касательной прямой линзы в точке P ; угол падения из фокуса F в точке P - $\alpha_P = \rho_P + \gamma_P$; угол преломления из фокуса F в точке P - $\beta_P = \arcsin(\sin\alpha_P/n)$;

угол между осью x и лучом PQ в точке P - $\eta_P = 90^\circ + \gamma_P - \beta_P$. Из геометрии на рис. 3.14 получим систему уравнений:

$$\begin{cases} z_Q = x_Q \operatorname{tg} \eta_P + z_P - x_P \operatorname{tg} \eta_P \\ z_Q = b_2 x_Q^2 + b_0 \end{cases} \quad (3.28)$$

Решение системы уравнений (3.28) имеет вид:

$$\begin{cases} x_Q = \frac{\operatorname{tg} \eta_P \pm \sqrt{\operatorname{tg}^2 \eta_P - 4b_2 b_0 + 4b_2 z_P - 4b_2 x_P \operatorname{tg} \eta_P}}{2b_2} \\ z_Q = b_2 x_Q^2 + b_0 \end{cases} \quad (3.29)$$

Знак перед корнем выбирается так, чтобы значение x_Q было реальным числом.

Из уравнения (3.27), получаем:

$$t_Q = (FC + nCD + nt_B - FP - nPQ + |t_B - t_Q| \cos \beta) / n \quad (3.30)$$

Для определения нового участка линзы, предположим, что луч из фокуса F_2 , падающий на линзу и преломляющийся от неё в некоторой точке M в интервале CE , попадет в точку Q в зеркале. Предположим, что $F_2M = u$ и $MQ = v$,

$$F_2M = \sqrt{(x_M - x_{F_2})^2 - (z_M - z_{F_2})^2}, \quad MQ = \sqrt{(x_M - x_Q)^2 - (z_M - z_Q)^2} \quad (3.31)$$

Из уравнения (3.26) следует:

$$F_2C + nCD + nt_D = u + nv + nt_Q + (x_Q - x_D) \sin \alpha + |z_D - z_Q| \cos \beta - |t_D - t_Q| \cos \beta \quad (3.32)$$

Отсюда, получаем:

$$u = A - nv \quad (3.33)$$

где

$$A = F_2C + nCD + nt_D - nt_Q - (x_Q - x_D) \sin \alpha - |z_D - z_Q| \cos \beta + |t_D - t_Q| \cos \beta.$$

Из уравнения (3.31) и (3.33) получаем:

$$z_M = \frac{B - x_M(2x_{F2} - 2x_Q)}{2z_{F2} - 2z_Q} \quad (3.34)$$

$$x_M = \frac{-A_2 \pm \sqrt{A_2^2 - 4A_1A_3}}{2A_1} \quad (3.35)$$

где

$$B = v^2 - u^2 + x_{F2}^2 + z_{F2}^2 - x_Q^2 - z_Q^2;$$

$$A_1 = 1 + \frac{(2x_{F2} - 2x_Q)^2}{(2z_{F2} - 2z_Q)^2};$$

$$A_2 = \frac{2(2x_{F2} - 2x_Q)z_{F2}}{2z_{F2} - 2z_Q} - \frac{2B(2x_{F2} - 2x_Q)}{(2z_{F2} - 2z_Q)^2} - 2x_{F2};$$

$$A_3 = \frac{B^2}{(2z_{F2} - 2z_Q)^2} - \frac{2Bz_{F2}}{2z_{F2} - 2z_Q} - u^2 + x_{F2}^2 + z_{F2}^2.$$

а знак перед корнем в (3.35) выбирается так, чтобы значение z_M было положительным. Отсюда имеем: $\rho_M = \arctg((x_M - x_{F2})/(z_M - z_{F2}))$ - угол между осью z и лучом F_2M .

Из геометрии на рис. 3.14 следует, что угол между осью x и касательной прямой линзы в точке M :

$$\gamma_M = \arctg\left(\frac{n \sin A_4 - \sin \rho_M}{\cos \rho_M - n \cos A_4}\right) \quad (3.36)$$

где $A_4 = \arctg\left(\frac{z_Q - z_M}{x_M - x_Q}\right) - 90^\circ$.

Для определения нового участка зеркала предположим, что луч из фокуса F_1 , падающий на линзу и преломляющийся от неё в некоторой точке P в интервале AC , попадет в точку N в интервале BW зеркала. При этом луч из фокуса F , преломляющийся линзой в точке M , тоже попадет в точку N в интервале BW зеркала. Отсюда имеем: угол между осью z и падающим лучом

F_1P в точке P - $\rho_{PF_1} = \arctg((x_P - x_{F_1})/(z_P - z_{F_1}))$; угол падения из фокуса F_1 в точке P - $\alpha_{PF_1} = \rho_{PF_1} + \gamma_P$; угол преломления из фокуса F_1 в точке P - $\beta_{PF_1} = \arcsin(\sin \alpha_{PF_1}/n)$; угол между осью x и лучом PN в точке P - $\eta_{PN} = 90^\circ + \gamma_P - \beta_{PF_1}$; угол между осью z и падающим лучом FM в точке M - $\rho_{FM} = \arctg((x_M - x_F)/(z_M - z_F))$; угол падения из фокуса F в точке M - $\alpha_{FM} = \rho_{FM} + \gamma_M$; угол преломления из фокуса F в точке M - $\beta_{FM} = \arcsin(\sin \alpha_{FM}/n)$; угол между осью x и лучом MN в точке M - $\eta_{MN} = 90^\circ + \gamma_M - \beta_{FM}$.

Из геометрии на рис. 3.14 находим координаты точки N :

$$x_N = \frac{z_P - x_P \operatorname{tg} \eta_{PN} - z_M + x_M \operatorname{tg} \eta_{MN}}{\operatorname{tg} \eta_{MN} - \operatorname{tg} \eta_{PN}}; \quad (3.37)$$

$$z_N = x_N \operatorname{tg} \eta_{PN} + z_P - x_P \operatorname{tg} \eta_{PN}. \quad (3.38)$$

Из уравнения (3.25) для всех лучей, выходящих из фокуса F_1 , преломляющихся линзой в интервале AC и отражающихся от зеркала в интервале BW , до фронта, и лучей, выходящих из фокуса F , преломляющихся линзой в интервале CE и отражающихся от зеркала в интервале BW следует:

$$FC + nCB + nt_B - |t_N - t_B| \cos \beta = FM + nMN + nt_N \quad (3.39)$$

где $FC = \sqrt{(x_C - x_F)^2 + (z_C - z_F)^2}$; $CB = \sqrt{(x_B - x_C)^2 + (z_B - z_C)^2}$;

$FM = \sqrt{(x_M - x_F)^2 + (z_M - z_F)^2}$; $MN = \sqrt{(x_M - x_N)^2 + (z_M - z_N)^2}$.

Вычитая уравнение (3.39) из уравнения (3.25), получаем:

$$C - nPN + FM + nMN + (x_N - x_B) \sin \alpha = 0 \quad (3.40)$$

где $C = F_1A + nAB - F_1P + |z_M - z_B| \cos \beta$.

Из уравнения (3.40) находим u , из уравнений (3.33), (3.34) и (3.35) находим v , x_M и z_M , из уравнения (3.37) и (3.38) находим x_N и z_N , из уравнения (3.39) находим t_M . При перемещении точки P в интервале AC и перемещении точки Q

в интервале BD соответственно находим участок BW зеркала, участок CE линзы и расстояние t от зеркала в интервале BW до линии размещения центров щелей.

Повторяя аналогичную процедуру, получаем следующие участки линзы, зеркала и положения щелей.

3.4. ОПТИМИЗАЦИЯ И АНАЛИЗ ТРЕХФОКАЛЬНЫХ ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ АНТЕННЫХ РЕШЁТОК

Проведем исследование нормированной среднеквадратической аберрации (СКА) эйконала в апертуре трехфокальных волноводно-щелевых антенных решеток, ограничиваясь вариантами синтезированных решеток для угла зрения 80° и излучения вытекающей волны по нормали к волноводу ($\beta = 90^\circ$). Для трехфокальной двухзеркальной волноводно-щелевой антенной решетки положения точек $F_1(x_{F1}, z_{F1})$, $F(x_F, z_F)$, $F_2(x_{F2}, z_{F2})$, $C(x_C, z_C)$, $O_2(x_{O2}, z_{O2})$ и расстояние от точки B до линии размещения центров щелей t_B выберем таким образом, чтобы величина нормированной СКА (формула 2.7) в угле зрения 80° была наименьшей. В результате оптимизации получаем следующие величины параметров: $x_{F1} = -0.25$; $z_{F1} = -0.23$; $x_F = 0$; $z_F = -0.25$; $x_{F2} = -0.25$; $z_{F2} = -0.23$; $x_C = -0.08$; $z_C = 0.25$; $x_{O2} = 0$; $z_{O2} = -1.02$; $t_B = 0.25$.

Для трехфокальной зеркально – линзовой волноводно-щелевой антенной решетки положения точек $F_1(x_{F1}, z_{F1})$, $F(x_F, z_F)$, $F_2(x_{F2}, z_{F2})$, $O_1(x_{O1}, z_{O1})$, x_A , угол между осью x и касательной прямой к линзе в точке A – γ_A и расстояния от точки B до линии размещения центров щелей t_B также выберем таким образом, чтобы величина нормированной СКА в угле зрения 80 градусов была наименьшей. В результате оптимизации получаем следующие величины параметров: $x_{F1} = -0.25$; $z_{F1} = -0.45$; $x_F = 0$; $z_F = -0.5$; $x_{F2} = 0.25$; $z_{F2} = -0.45$; $x_A = -0.09$; $\gamma_A = -0.09$; $t_B = 0.25$.

На рис. 3.15 показаны зависимости СКА бифокальных и трехфокальных антенных решеток от угла зрения (азимутального угла ϕ). Как видно на рисунке, в угле зрения 80 градусов значение СКА трехфокальной

двухзеркальной волноводно-щелевой антенной решетки ($0.8 \cdot 10^{-4}$) в 1.5 раза меньше, чем зеркально-линзовой ($1.2 \cdot 10^{-4}$), в 7 раз меньше, чем однозеркальной ($5.6 \cdot 10^{-4}$) и в 4 раза меньше, чем двухзеркальной бифокальной ($3.4 \cdot 10^{-4}$).

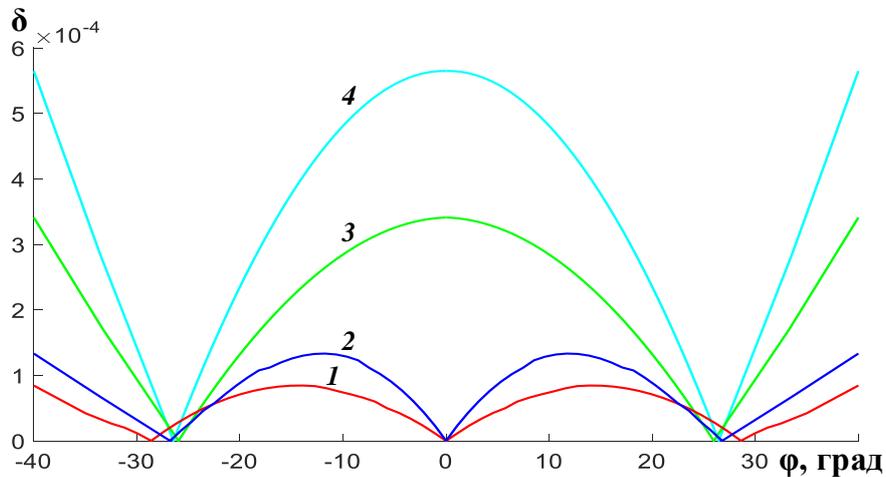


Рис. 3.15. Зависимости СКА от угла зрения (1 - трехфокальная двухзеркальная, 2 - трехфокальная зеркально-линзовая, 3 - бифокальная двухзеркальная, 4 - бифокальная однозеркальная).

Для определения зависимости величины КИП и диаграммы направленности (ДН) антенных решеток, используем найденные величины aberrаций эйконала и формулу:

$$D(\varphi, \theta) = D_0(\varphi, \theta) \sum_{i=1}^N A_i \exp(ik(L_i - L_0)), \quad (3.41)$$

где $D(\varphi, \theta)$ - ДН планарной антенной решетки, $D_0(\varphi, \theta)$ - диаграмма направленности линейной волноводно-щелевой решетки, $A_i = \cos(\eta x_i/D)$ - амплитуда моды в каждой линейной решетке, η - коэффициент, зависящий от уровня облучения кромок зеркала, x_i - координата каждой линейной решетки, D - ширина решетки, N - количество линейных решеток в планарной антенной решетке; L_i - эйконалы лучей до щели на первой линии с координатой x , соответствующей положению оси i -го волновода; L_0 - длина соответствующего эйконала для центрального волновода.

Для обеспечения согласования решетки при излучении по нормали и формирования синусоидального распределения вытекающей волны вдоль волноводов решетки в качестве элементов планарных решеток использованы линейные волноводно-щелевые решетки с четырьмя продольными щелями на периоде, синтезированные в главе 1. Оптимальные параметры щелей приведены в таблице 1.1. Диаграмма направленности линейной волноводно-щелевой антенны рассчитывалась с использованием метода конечных элементов в программной среде Ansys HFSS.

На рис. 3.17 и 3.18 кривыми 1, 2 показаны диаграммы направленности лучей, соответственно, двухзеркальной и зеркально-линзовой трехфокальных антенных решеток в азимутальной плоскости и зависимость величины КИП при перемещении облучателя по фокальной линии, рассчитанные на частоте 30 ГГц (частота излучения по нормали) по описанной методике. Для сравнения кривыми 3, 4 на рис.3.18 показаны аналогичные зависимости величины КИП для бифокальной двухзеркальной и однозеркальной планарных антенных решеток, соответственно. Все планарные антенные решетки содержат 40 линейных антенных решеток длиной 172 мм.

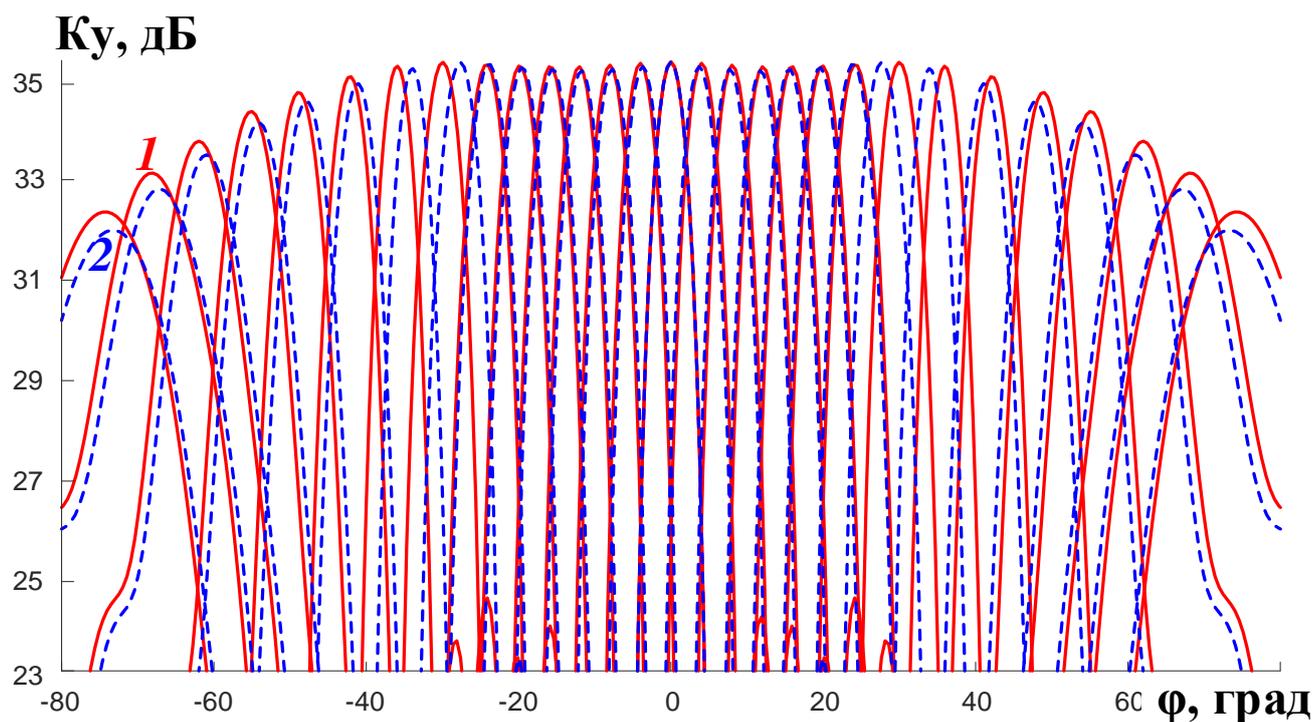


Рис. 3.17. Зависимость коэффициента усиления решеток от азимутального угла (кривые 1 - трехфокальная двухзеркальная решетка, 2 - трехфокальная зеркально-линзовая решетка)

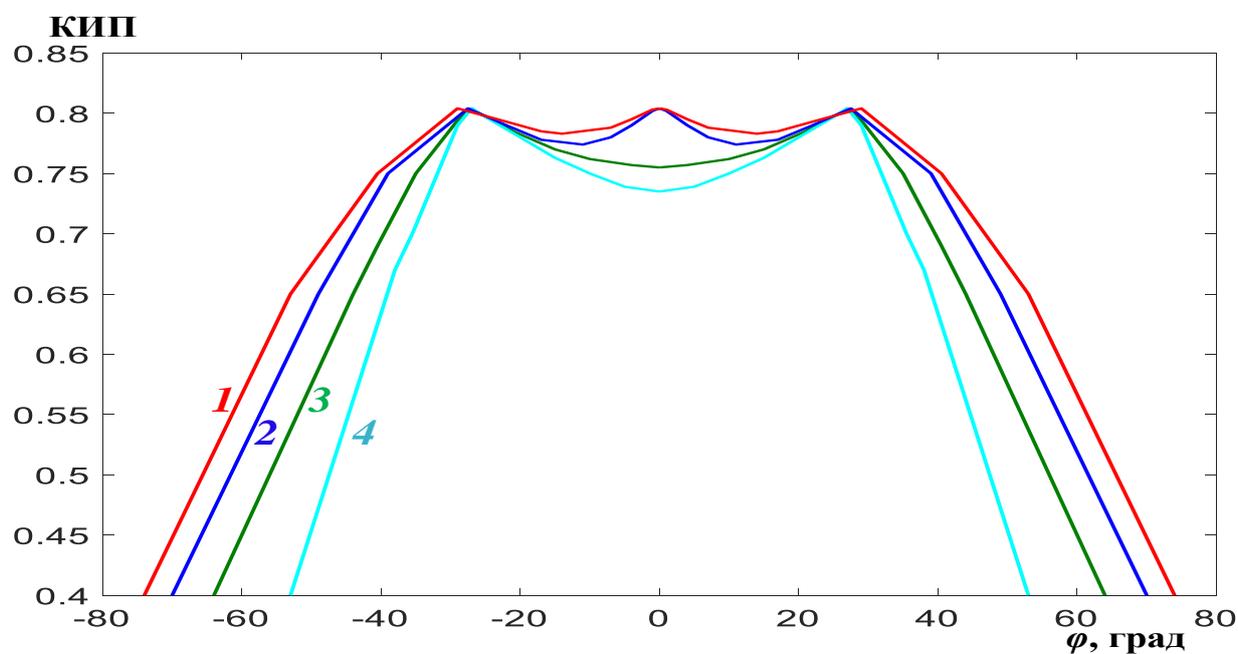


Рис. 3.18. Зависимость величины КИП решеток от азимутального угла (1 - трехфокальная двухзеркальная, 2 - трехфокальная зеркально-линзовая, 3 - бифокальная двухзеркальная, 4 - бифокальная однозеркальная)

Несмотря на то, что все антенные решетки были синтезированы и оптимизированы по минимуму СКА в угле зрения 80 градусов, на рис. 3.18 видно, что угол зрения трехфокальных решеток по уровню КИП = 0.5 - более 130 градусов, бифокальной двухзеркальной – более 110 градусов, а бифокальной однозеркальной – более 80 градусов. Это угол может быть увеличен еще больше при допущении снижения величины КИП до уровня 0.5 при малых углах отклонения от нормали.

На рис. 3.19 и 3.20 приведены диаграммы направленности и зависимость величины КИП от угла частотного сканирования (угла места θ) для положения источника на оси Z , рассчитанные по описанной выше методике. Элементы полотна всех волноводно-щелевых антенных решёток имеют вид прямоугольный волновод сечением 5 x 1.6 мм, заполненных диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 2.2$, с четырьмя продольными щелями на широких стенках на каждом периоде и синусоидальным амплитудным распределением поля вдоль волноводов в апертуре решетки, синтезированных в первой главе диссертации.

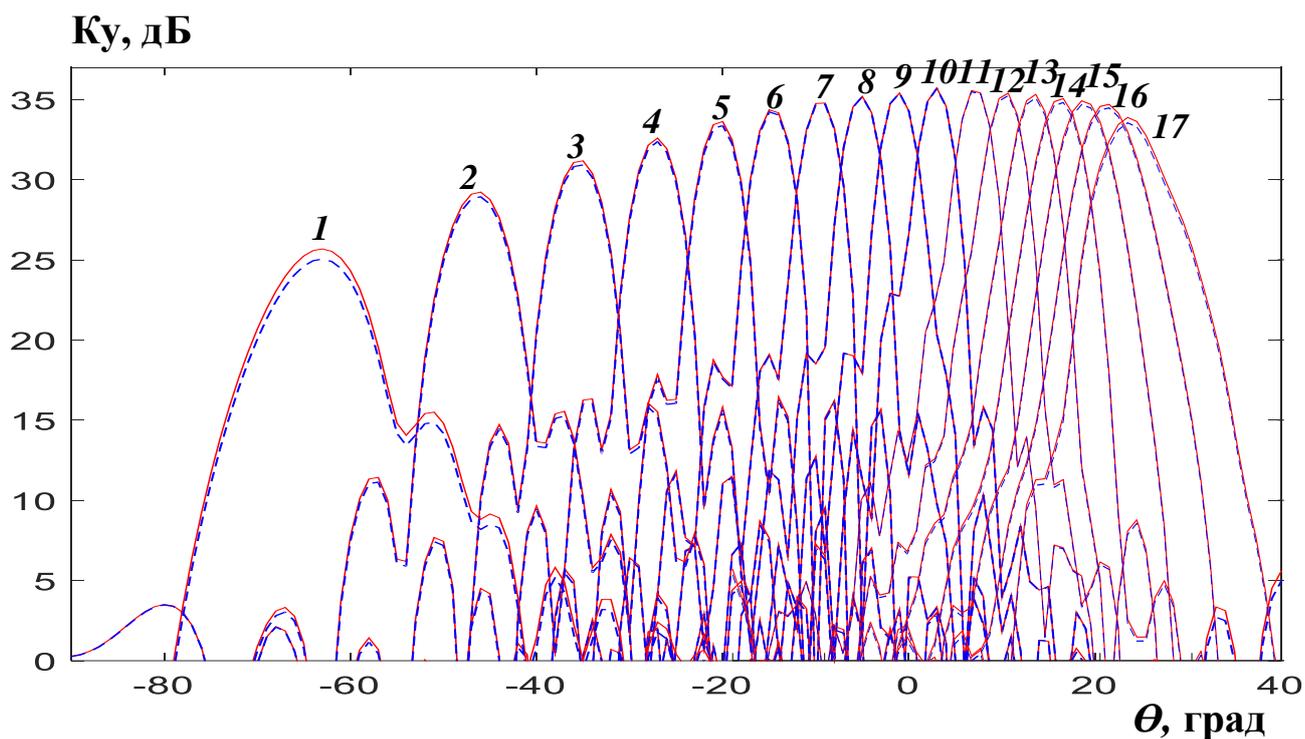


Рис. 3.19. Зависимость коэффициента усиления от угла места на частотах : 1 – 22, 2 - 23, 3 - 24, 4 - 25, 5 - 26, 6 - 27, 7 - 28, 8 - 29, 9 - 30, 10 - 31, 11 - 32, 12 - 33, 13 - 34, 14 - 35, 15 - 36, 16 - 37, 17 – 38 ГГц (сплошные кривые - трехфокальная двухзеркальная решетка, пунктирные кривые - трехфокальная зеркально-линзовая решетка).

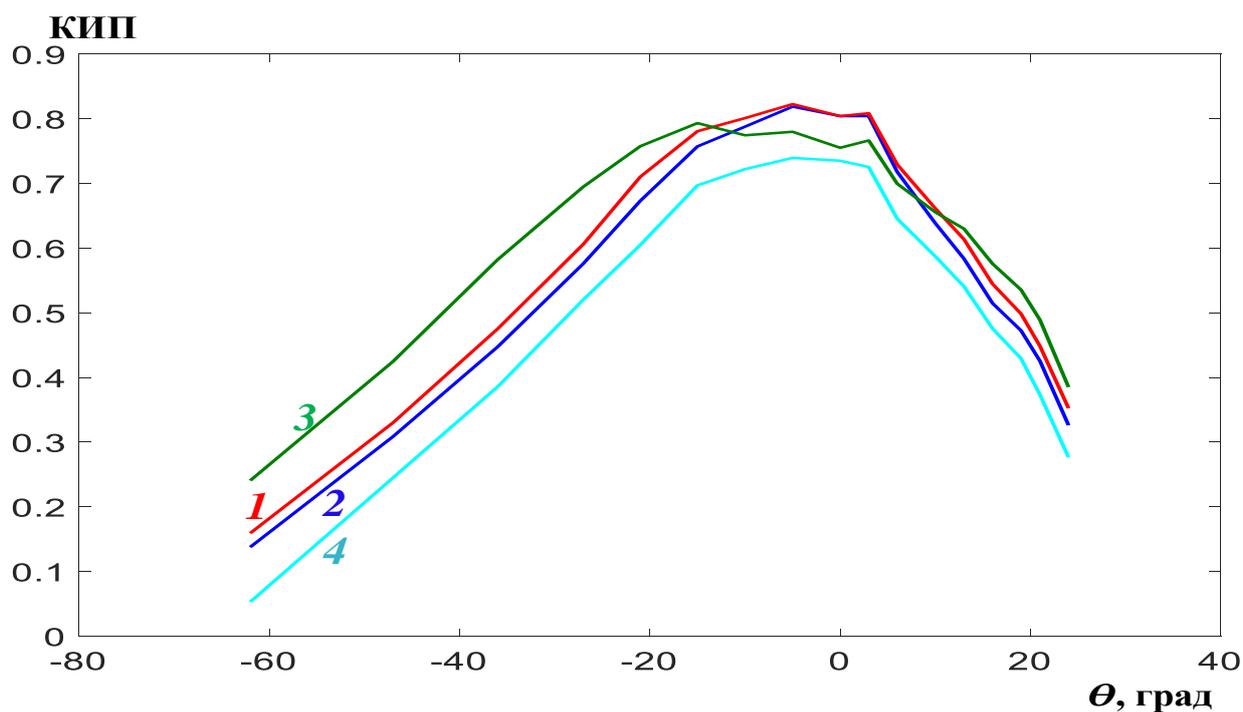


Рис. 3.20. Зависимости величины КИП от угла места (1- трехфокальная двухзеркальная, 2 - трехфокальная зеркально-линзовая, 3 - бифокальная двухзеркальная, 4 – бифокальная однозеркальная).

На рисунках видно, что сектор частотного сканирования по уровню КИП = 0.5 бифокальной двухзеркальной антенной решетки – более 60 градусов, трехфокальных антенных решеток – около 50 градусов, бифокальной однозеркальной антенной решетки – около 30 градусов.

ВЫВОДЫ

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Максимальный угол зрения (сектор азимутального сканирования) обеспечивают трехфокальные волноводно-щелевые антенные решетки, минимальный - бифокальная однозеркальная.
2. Максимальный сектор частотного сканирования имеет волноводно-щелевая антенная решетка с бифокальной двухзеркальной диаграммообразующей системой, минимальный - бифокальная однозеркальная антенная решетка.
3. У трехфокальной трехслойной двухзеркальной антенной решетки несколько шире угол зрения и сектор частотного сканирования по сравнению с зеркально-линзовой, однако у последней - более простая (двухслойная) конструкция.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе получены следующие основные результаты:

1) Разработана и исследована волноводно-щелевая антенна с излучением минус первой пространственной гармоники, четырьмя продольными щелями на периоде и сектором частотного сканирования 58 градусов.

2) Разработана и исследована волноводно-щелевая антенна с излучением нулевой и минус первой пространственной гармоникой, тремя поперечными щелями на периоде и сектором частотного сканирования 180 градусов.

3) Развита методика и разработан алгоритм точного решения задачи геометрооптического синтеза двухзеркальной бифокальной диаграммо-образующей системы многолучевой планарной антенной решетки.

4) Развита методика и разработан алгоритм точного решения задачи геометрооптического синтеза бифокальной планарной волноводно-щелевой антенной решётки на основе однозеркальной системы.

5) Развита методика и разработан алгоритм точного решения задачи геометрооптического синтеза трехфокальных волноводно-щелевых антенных решёток на основе двухзеркальных и зеркально-линзовых систем.

6) С использованием приближенной теории и численного моделирования исследованы многолучевые волноводно-щелевые антенные решётки с бифокальными диаграммо-образующими системами.

7) С использованием численно-аналитической методики исследованы планарные многолучевые трехфокальные планарные волноводно-щелевые антенные решётки.

8) Изготовлен экспериментальный образец и проведены измерения параметров волноводно-щелевой антенны с сектором частотного сканирования 58 градусов.

Несмотря на частотно-зависимый синтез планарных волноводно-щелевых антенных решеток с кривыми линиями расположения центров щелей,

ограничение полосы рабочих частот оказывается не столь существенным как можно было ожидать.

В диссертационной работе не учитывается влияние взаимной связи между линейными волноводно-щелевыми решетками на характеристики планарной многолучевой антенной решетки, не рассмотрены задачи разработки и исследования облучающей системы. Эти вопросы требуют дальнейшего рассмотрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шишлов А.В., Многолучевые антенные для систем радиолокации и связи // Журнал радиоэлектроники. 2018. №7. <http://jre.cplire.ru/jre/jul18/6/text.pdf>
2. Уолтер К. Антенны бегущей волны / под ред. А. Ф. Чаплина. – М.: Энергия. – 1970.
3. Калошин В. А. Антенны миллиметровых волн // Зарубежная радиоэлектроника. 1984. №11. С.81- 96.
4. Мануилов М. Б., Лерер В. А., Синявский Г. П. Методы расчета и новые применения волноводно-щелевых антенных решеток // Успехи современной радиоэлектроники. 2007. №5. С. 3-28.
5. Банков С.Е. Антенные решетки с последовательным питанием. Антенные решетки с последовательным питанием. М.: Физматлит. 2013.
6. Калиничев В. И. Анализ и синтез волноводно-щелевой антенны с заданным амплитудным распределением // Журнал радиоэлектроники. 2015. №12. <http://jre.cplire.ru/jre/dec15/8/text.html>
7. Калиничев В. И., Бабаскин А. А. Частотно-фазовое сканирование волноводно-щелевых антенных решеток, заполненных диэлектриком // Журнал радиоэлектроники. 2017. №9. <http://jre.cplire.ru/jre/sep17/14/text.pdf>
8. David R. S., Okan Yurduseven, Laura P. M. Patrick B. A. Analysis of a waveguide-fed metasurface antenna // Phys. Rev. App. 2017. V. 8. 054048.
9. Modern antenna handbook / Ed. C.A. Balanis. N.Y.: John Wiley & Sons. 2008.
10. Caloz C., Itoh T. Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications. The engineering approach. New Jersey: John Wiley & Sons. 2006.
11. Dong Yu., Itoh T. Composite right/left-handed substrate integrated waveguide and half mode substrate integrated waveguide leaky-wave structures // IEEE Trans. 2011. V. AP-59. № 3. P. 767.

12. Калошин В.А., Калиничев В.И. Линейная волноводно-щелевая антенная решетка с 180- градусным сектором частотного сканирования // РЭ. 2019. Т. 64. № 7. С. 678.

13. Калошин В.А., Калиничев В.И. Характеристики излучения линейной волноводно-щелевой решетки с широким сектором частотного сканирования // Журнал радиоэлектроники 2019. № 2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb19/7/text.pdf>

14. Mauro Ettore, Erio Gandini, Ronan Sauleau. Multi-beam pillbox antennas in the millimeter-wave range // Proc. of the 5th European Conf. on Antennas and Propagation (EUCAP) 2011. Rome. P. 2947.

15. Банков С.Е., Грачев Г.Г., Дуепенкова М.Д., Фролова Е.В., Проектирование и экспериментальное исследование интегральной зеркальной многолучевой антенны миллиметрового диапазона// РЭ. 2014. Т. 59. № 6. С. 552.

16. Калошин В.А., Многолучевые гибридные антенны // Труды 13 Междун. Крымской конф. СВЧ техника и телекоммуникационные технологии, Crimico- 2003, Сентябрь 2003. г. Севастополь. С.383-390.

17. Karim Tekkouk, Mauro Ettore, Laurent Le Coq and Ronan Sauleau., Multibeam SIW slotted waveguide antenna system fed by a compact dual-layer Rotman lens // IEEE Trans. on Antennas and Propag. 2016. V.64. №2. P. 504.

18. Tekkouk K., Ettore M., Sauleau R., Casaletti M., Compact multi-beam Rotman lens antenna in SIW technology//IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI). Chicago. IL. USA. 2012. P. 2979

19. Toan K., Vo Dai, Tuan Nguyen, OzlemKilic. A compact microstrip Rotman lens design // IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting. 2017. San Diego. P. 2129.

20. Yi Liu, Hu Yang, Zusheng Jin, Fei Zhao, Jiang Zhu, A multi-beam cylindrically conformal slot array antenna based on a modified Rotman lens// IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2018. V. 66. № 7. P. 3441.

21. Калошин В.А., Фролова Е.В. Анализ и минимизация aberrаций в широкоугольных планарных зеркальных системах//Журнал радиоэлектроники. 2014. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/16/text.pdf>
22. Венецкий А.С., Калошин В.А., Абберации эйконала в планарных двухзеркальных антеннах// РЭ. 2014. Т. 59. № 11. С. 1102.
23. Банков С.Е., Фролова Е.В., Проектирование и экспериментальное исследование планарной многолучевой двухзеркальной апланатической системы// РЭ. 2017. Т.62. № 5. С. 463.
24. Венецкий А.С., Калошин В.А., Нгуен К.Т., Фролова Е.В. Синтез и исследование сверхширокополосной планарной трехзеркальной системы // ЖРЭ. 2018. №1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan18/4/text.pdf>
25. Калошин В.А., Нгием Х.Д., Фролова Е.В., Синтез и исследование сверхширокополосной планарной волноводной трехфокальной линзо-зеркальной системы с принудительным преломлением // ЖРЭ. 2018. №1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan18/3/text.pdf>.
26. Кинбер Б.Е., Классен В.И., Стеблин В.И. К теории бифокальных систем //В кн.: Волны и диффракция. М.: ИРЭ АН СССР. — 1981. — С. 101-104.
27. Классен В.И., Кинбер Б.Е., Шишлов А.В., Тоболев А.К. Гибридные и полифокальные антенны. Обзор // Антенны. 1987. Вып. 34. С. 3-24.
28. Xu F., Patrovsky A., Wu K., Fast Simulation of Periodic Guided-Wave Structures Based on Commercial Software.// Microwave Opt. Technol. Lett. 2007. V. 49. № 9. P. 2180.
29. Калошин В.А., Ле Д.Т. Синтез и анализ бифокальных двухзеркальных систем // Журнал радиоэлектроники. 2018. № 9. <http://jre.cplire.ru/jre/sep18/13/text.pdf>
30. Калошин В.А., Ле Д.Т. Фролова Е. В. Бифокальная планарная волноводно-щелевая решётка. Труды Международной конференции «Радиоэлектронные устройства и системы для инфо - коммуникационных

технологий». Сер. Научные конференции, посвященные Дню радио М.: РНТОРЭС им. А.С. Попова. Май. 2018. С. 66-70.

31. Калошин В.А., Ле Д.Т., Нгием Х. Д. Планарные полифокальные антенны. VI Всеросс. Микроволной конф. Доклады. М. ИРЭ им. Котельникова РАН. Ноябрь. 2018. С. 218-222.

32. Калошин В. А., Калиничев В. И., Ле Д.Т. Линейные волноводно-щелевые антенные решетки с широким сектором частотного сканирования. VI Всеросс. Микроволной конф. Доклады. М. ИРЭ им. Котельникова РАН. 2018. Ноябрь. С. 223-227.

33. Калошин В.А., Ле Д.Т., Фролова Е. В. Бифокальная планарная волноводно-щелевая решётка // РЭ. 2019. Т. 64 № 8 С. 768 – 774.

34. Калошин В.А., Ле Д.Т., Фролова Е. В. Волноводно-щелевая антенна с широким сектором частотного сканирования // Журнал радиоэлектроники. 2020. № 3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar20/9/text.pdf>

35. Калошин В.А., Ле Д.Т., Ви У.Н., Многолучевые волноводно-щелевые антенные решётки с бифокальными диаграммо-образующими системами и широким сектором частотного сканирования// Журнал радиоэлектроники. 2020. № 3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar20/13/text.pdf>.

36. Калошин В.А., Ле Д.Т. Трехфокальные волноводно-щелевые антенные решётки // Журнал радиоэлектроники. 2020. № 4. <http://jre.cplire.ru/jre/apr20/4/text.pdf>.

37. Калошин В.А., Ле Д.Т. Волноводно-щелевая антенна с сектором частотного сканирования 180 градусов // Журнал радиоэлектроники. 2020. № 4. <http://jre.cplire.ru/jre/apr20/1/text.pdf>.