

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»

На правах рукописи



ЛЕ НХУ ТХАЙ
СВЕРХДИАПАЗОННЫЕ ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

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.....	4
ГЛАВА 1. ПЛОСКАЯ ОДНО-ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА	11
1.1. ЧИСЛЕННО – АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУМЕРНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ РЕШЕТКИ <i>ТЕМ</i> -РУПОРОВ С МЕТАЛЛИЗАЦИЕЙ МЕЖРУПОРНОГО ПРОСТРАНСТВА	12
1.2. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ РЕШЕТКИ <i>ТЕМ</i> -РУПОРОВ С МЕТАЛЛИЗАЦИЕЙ МЕЖРУПОРНОГО ПРОСТРАНСТВА	30
ВЫВОДЫ.....	38
ГЛАВА 2. ПЛОСКАЯ СВЕРХДИАПАЗОННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С СИСТЕМОЙ ПИТАНИЯ.....	39
2.1. АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С СИСТЕМОЙ ПИТАНИЯ.....	39
2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ	41
2.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С СИСТЕМОЙ ПИТАНИЯ.....	47
ВЫВОДЫ.....	53
ГЛАВА 3. ПЛОСКАЯ ДВУХ – ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СВЕРХДИАПАЗОННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА	54
3.1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОГЛАСОВАНИЯ РЕШЕТОК С РАЗНЫМИ ЗАКОНАМИ ИЗМЕНЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТА	56
3.2. ИССЛЕДОВАНИЕ БЕСКОНЕЧНОЙ СВЕРХДИАПАЗОННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ	57
3.3. ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЕЧНОЙ СВЕРХДИАПАЗОННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ.....	60
ВЫВОДЫ.....	70

ГЛАВА 4. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ СВЕРХДИАПАЗОННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ	71
4.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СКАНИРОВАНИЯ В <i>H</i> -ПЛОСКОСТИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК БИКОНИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ	71
4.1.1. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕШЕТКИ.....	71
4.1.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФАЗИРОВАННОЙ РЕШЕТКИ БИКОНИЧЕСКИХ РУПОРОВ	74
4.2. СВЕРХДИАПАЗОННАЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ФАР <i>ТЕМ</i> -РУПОРОВ	83
4.2.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОГЛАСОВАНИЯ	83
4.2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ЦАР	87
ВЫВОДЫ.....	93
ГЛАВА 5. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ СВЕРХДИАПАЗОННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК.....	95
5.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.....	95
5.2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МОНОСТАТИЧЕСКОЙ ЭПР	97
5.3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ БИСТАТИЧЕСКОЙ ЭПР	100
ВЫВОДЫ.....	103
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	104
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ	107
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	108

ВВЕДЕНИЕ

АКТУАЛЬНОСТЬ ТЕМЫ ДИССЕРТАЦИОННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Развитие сверхширокополосных (СШП) и многодиапазонных радиоэлектронных систем требует создания остронаправленных сканирующих антенн, функционирующих в очень широком диапазоне частот, в том числе с отношением верхней частоты к нижней более 10:1, т.е. перекрывающих более одного диапазона волн [1, 2]. В качестве таких (сверхдиапазонных) антенн могут быть использованы плоские и цилиндрические фазированные антенные решетки (ФАР).

К настоящему времени предложены и исследованы сверхдиапазонные излучатели [3, 4], линейные [5 - 7] и кольцевые [8 - 10] ФАР. Наиболее широкие полосы частот исследованных плоских и цилиндрических ФАР, как правило, не превышают 10:1 [11 - 17]. В работах [18 - 20] показана возможность реализации сверхдиапазонного режима работы плоской ФАР *ТЕМ*-рупоров с металлизацией межрупорного пространства, однако решетки в этих работах исследовались без экрана, что привело к аномально большому заднему излучению. В работе [21] показана возможность согласования цилиндрической ФАР в полосе болеем 10:1. Однако период решетки на высоких частотах более длины волны, что приводит к резкому росту бокового излучения.

Таким образом, число исследований характеристик излучения ФАР с полосой рабочих частот 10:1 или более относительно невелико. Исследования характеристик рассеяния таких ФАР в доступной литературе практически отсутствуют. При этом радиолокационная заметность объектов, построенных с использованием «стелс» технологий, в значительной степени определяются рассеянием их антенных систем. Это объясняется невозможностью использования для уменьшения их рассеяния покрытий из поглощающих материалов, поскольку при этом невозможно сохранить требуемые характеристики излучения.

Такая ситуация с разработкой и исследованием двумерно - периодических ФАР с полосой большей 10:1 объясняется тем, что при этом возникает ряд

фундаментальных проблем, главная среди которых - согласование решетки с периодами по двум координатам много меньшими длины волны.

Таким образом, исследование возможности реализации сверхдиапазонного режима работы двумерно-периодических ФАР и исследование характеристик сверхдиапазонных двумерно-периодических ФАР является актуальной фундаментальной проблемой теории и практики антенн.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью диссертационной работы является разработка и исследование плоских и цилиндрических сверхдиапазонных фазированных антенных решёток (с полосой рабочих частот более 10:1)

ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Достижение поставленной цели потребовало решения следующих задач:

1. Создание электродинамических моделей плоских и цилиндрических ФАР с использованием программных продуктов на основе метода конечных элементов (МКЭ), метода конечных разностей во временной области (МКРВО);
2. Разработка и исследование характеристик согласования и излучения однополяризационной плоской ФАР;
3. Разработка и исследование делителей мощности для системы питания ФАР;
4. Разработка и исследование плоских ФАР с системой питания;
5. Разработка и исследование характеристик излучения и согласования двухполяризационной плоской ФАР;
6. Разработка и исследование сверхдиапазонных цилиндрических антенных решеток (ЦАР);
7. Исследование характеристик рассеяния сверхдиапазонных ФАР;
8. Разработка конструкции и проведение исследований экспериментального образца ФАР.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА

В диссертационной работе получены следующие новые научные результаты:

1. Разработана и с использованием численного эксперимента исследована одно-поляризационная ФАР с системой питания. Показано, что рабочая полоса частот при сканировании в секторе 90^0 в H - плоскости 19:1, а в E - плоскости -15:1.
2. Изготовлен и исследован экспериментальный образец плоской одно-поляризационной синфазной сверхдиапазонной антенной решетки с рабочей полосой более 18:1.
3. Разработано и с использованием численного эксперимента исследовано полотно плоской сверхдиапазонной двух-поляризационной ФАР.
4. Разработано и с использованием численного эксперимента исследовано полотно цилиндрической сверхдиапазонной ФАР.
5. Исследованы характеристики рассеяния одно-поляризационных и двух-поляризационных плоских сверхдиапазонных ФАР. Показано, что максимум ЭПР меньше максимума ЭПР волноводной решетки на 10-30 дБ в полосе частот более 10:1.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ

Практическая ценность результатов диссертации заключается в том, что:

1. Разработана конструкция и изготовлен экспериментальный образец сверхдиапазонного многоканального делителя мощности.
2. Разработана конструкция и изготовлен экспериментальный образец плоской сверхдиапазонной антенной решетки 32-х TEM -рупоров с полосой рабочих частот 0.35 – 6.6 ГГц.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ, ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ

1. Показана возможность реализации сверхдиапазонного режима работы плоской одно-поляризационной ФАР TEM -рупоров с металлизацией межрупорного пространства, экраном и системой питания.
2. Показана возможность реализации сверхдиапазонного режима работы плоской двух-поляризационной ФАР с полотном в виде многопроводниковой линии из нерегулярных металлических стержней квадратного сечения.

3. Показана возможность реализации сверхдиапазонного режима работы цилиндрической одно-поляризационной ФАР *ТЕМ*-рупоров с металлизацией межрупорного пространства и экраном
4. Показано, что максимум ЭПР сверхдиапазонных ФАР в полосе частот более 10:1 меньше ЭПР волноводной решетки на 10-30 дБ (для одно-поляризационных сверхдиапазонных ФАР - на одной поляризации).

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались на VI Всероссийской Микроволновой конференции, г. Москва. Ноябрь. 2018.; Международной конференции «2019 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW)», Divnomorskoe, Krasnodar Region, Russia. Июнь. 2019; Московском семинаре по электродинамике и антеннам им. Я.Н. Фельда. Июнь. 2019.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения, Списка использованных сокращений и обозначений и Списка литературы из 58 наименования. Диссертационная работа изложена на 114 страницах, содержит 96 рисунков и одну таблицу.

Краткое содержание работы

В первой главе исследовано полотно одно-поляризационной плоской двумерной решетки *ТЕМ*-рупоров с частичной металлизацией межрупорного пространства и металлическим экраном.

Раздел 1.1 данной главы посвящен построению численно-аналитической модели решетки. Модель решетки основана на представлении канала Флоке в виде плавного волноводного перехода, в котором происходит медленная трансформация мод (собственных волн) от входа до свободного пространства. Далее проводится исследование основных мод, характеристических импедансов, построение модели нерегулярного волновода в рамках теории линий передачи и решение задачи об излучении в свободное пространство.

Раздел 1.2 данной главы посвящен численному исследованию излучения бесконечной решетки с использованием численно - аналитической модели и МКЭ, а также конечных решеток с использованием МКЭ.

Во второй главе исследована плоская двумерно-периодическая антенная решетка *ТЕМ*-рупоров с металлизацией междупорного пространства и системой питания.

В разделе 2.1 описана структура системы питания, которая содержит два делителя мощности (с последовательным делением на основе 50-омной коаксиальной линии и с параллельным делением на основе двухпроводной симметричной полосковой линии) и управляемые линии задержки.

В разделе 2.2 разработаны и с использованием МКЭ, МКРВО и физического эксперимента исследованы характеристики делителей мощности системы питания антенной решетки.

В разделе 2.3 исследованы характеристики синфазной и сканирующей плоской антенной решетки с системой питания. Проведено измерение характеристик экспериментального образца синфазной решетки с системой питания.

В третьей главе проведено исследование двумерно-периодической двухполяризационной антенной решетки в виде неоднородной многопроводниковой линии из проводников квадратного сечения.

В разделе 3.1 с использованием приближенной теории исследованы характеристики согласования двухпроводной линии с линейным, параболическим и экспоненциальным законами изменения сопротивления. В результате показано, что линия с экспоненциальным законом изменения сопротивления имеет наименьшую нижнюю частоту согласования.

В разделе 3.2 проведено численное исследование характеристик согласования бесконечной сканирующей решетки из элементов с разными законами изменения сопротивления и подтверждено, что оптимальным является экспоненциальный закон.

В разделе 3.3 исследованы две сканирующие решетки из 144-х (12x12) и 576-х (24x24) элементов с экспоненциальным законом изменения сопротивления. Для минимизации заднего излучения сзади решеток от узлов возбуждения расположен металлический экран.

В четвертой главе рассмотрены характеристики сверхдиапазонных цилиндрических антенных решеток (ЦАР).

В разделе 4.1 рассмотрена цилиндрическая фазированная антенная решетка биконусов и вырезок из биконусов.

В разделе 4.1.1 построены электродинамические модели ЦАР из 5-и, 7-и, 9-и и 11-и линейных антенных решеток (ЛАР) биконусов и вырезок из биконусов.

В разделе 4.1.2 с использованием этих моделей проведено исследование характеристик согласования и излучения сканирующих цилиндрических фазированных антенных решеток с различным числом биконических элементов. Проведена оптимизация фазовых соотношений между элементами с целью минимизации боковых лепестков. Показана возможность реализации сверхдиапазонного режима работы цилиндрических фазированных антенных решеток при круговом сканировании в H -плоскости.

В разделе 4.2 рассмотрено полотно сверхдиапазонной ЦАР TEM -рупоров с металлизацией межрупорного пространства и экраном.

В разделе 4.2.1 построены электродинамические модели трех вариантов ЦАР: 1. ЛАР из 8-и элементов, радиус экрана $R_1 = 26$ мм, 2. ЛАР из 8-и элементов, радиус экрана $R_1 = 64$ мм, 3. ЛАР из 16-и элементов, радиус экрана $R_1 = 26$ мм. Антенная решетка состоит из 40 ЛАР (360°), расположенных по окружности радиусом $R_0 = 86$ мм и проведено исследование зависимости нижней частоты от числа возбужденных ЛАР для трех вариантов решеток. Далее проведено исследование частотных характеристик решетки 19-и возбужденных ЛАР (171°).

В разделе 4.2.2 с использованием электродинамического моделирования на основе методов конечных элементов найдена диаграмма направленности ЛАР в составе ЦАР и проведены исследования зависимости диаграмм направленности

(ДН) и коэффициента усиления (КУ) от числа возбужденных ЛАР для варианта 1, 2 ЦАР.

В пятой главе проведено исследование характеристик рассеяния сверхдиапазонных антенных решеток.

В разделе 5.1 рассмотрена задача рассеяния плоской линейно поляризованной электромагнитной волны, падающей на один из трех типов антенных решеток с одинаковым размером апертуры. Решетка 1 состоит из 576-х проводников переменного квадратного сечения, решетка 2 состоит из 216-х *ТЕМ*-рупоров (18x12) с металлизацией межрупорного пространства и решетка 3 состоит из 384-х полых прямоугольных металлических волноводов (24x16).

В разделе 5.2 проведены результаты моделирования моностатической ЭПР для трех решеток.

В разделе 5.3 проведены результаты моделирования бистатической ЭПР решеток.

В Заключении приведены основные результаты работы и анализ разработанных и исследованных сверхдиапазонных антенных решеток с точки зрения величины коэффициента использования размера (КИР), и сделаны общие выводы и рекомендации.

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД СОИСКАТЕЛЯ

В работах, опубликованных в соавторстве, соискателю принадлежат: построение электродинамических моделей плоских и цилиндрических ФАР с использованием программных продуктов на основе приближенных и строгих численных методов (МКЭ и МКРВО), разработка конструкции, изготовление и проведение измерений экспериментального образца плоской ФАР в безэховой камере.

ГЛАВА 1. ПЛОСКАЯ ОДНО-ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА

В работах [19, 20] с использованием приближенной численно-аналитической теории на основе методов интегральных уравнений и Бубнова – Галеркина, а также электродинамической модели на основе метода конечных элементов (МКЭ) исследованы характеристики плоской синфазной решетки классических *TEM*-рупоров и аналогичной решетки *TEM*-рупоров с металлизацией части межрупорного пространства, в результате чего показана возможность согласования решетки в полосе частот 1:10. В работе [18] с использованием численного моделирования с использованием МКЭ показано, что полоса согласования этих решеток в значительной степени сохраняется и в режиме сканирования. В работах [18-20] также показано, что у плоских решеток *TEM*-рупоров наблюдается эффект аномально высокого заднего излучения, который лишь частично ослабляется при металлизации части пространства между соседними рупорами (рис. 1.1, 1.2). Естественным способом уменьшения заднего излучения решетки является использование металлического экрана, однако такой способ в работе [22] привел к значительному сужению полосы согласования.

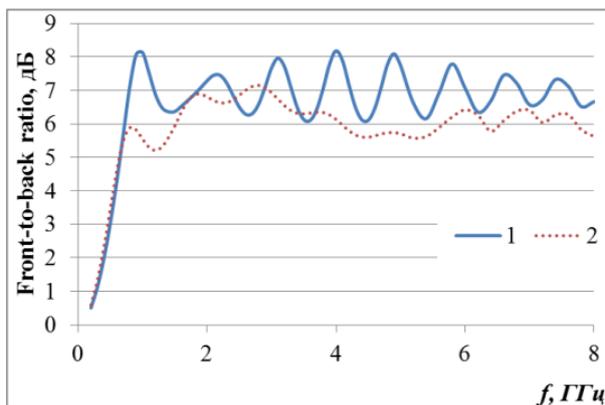


Рис. 1.1. Зависимость отношения прямой и обратной волны канала Флоке бесконечной плоской двумерно–периодической синфазной решетки от частоты [18]

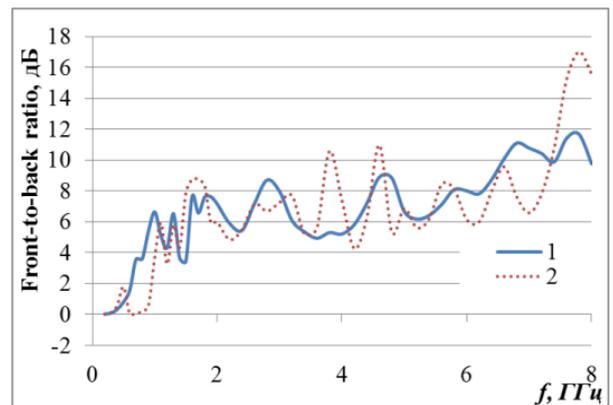


Рис. 1.2. Зависимость отношения излучения вперед/назад 36-элементных решеток от частоты [18]

В данной главе проведем исследование плоской двумерной решетки *ТЕМ*-рупоров с частичной металлизацией межрупорного пространства и металлическим экраном с целью подавления заднего излучения.

1.1. ЧИСЛЕННО – АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУМЕРНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ РЕШЕТКИ *ТЕМ*-РУПОРОВ С МЕТАЛЛИЗАЦИЕЙ МЕЖРУПОРНОГО ПРОСТРАНСТВА

Геометрия решетки показана на рис. 1.3, а продольное сечение канала Флоке – на рис. 1.4. На первом этапе рассмотрим однородный вдоль оси Oz канал, период которого показан на рис. 1.5. В режиме излучения плоской волны поля в нем связаны условием периодичности:

$$\vec{E}(x + nP_x, y + mP_y) = \vec{E}(x, y) \exp(-i\kappa_x nP_x - i\kappa_y mP_y), \quad (1.1)$$

где $\kappa_{x,y}$ - заданные постоянные, определяющие углы излучения из решетки φ, θ :

$$\begin{aligned} \kappa_x &= k \sin \theta \cos \varphi \\ \kappa_y &= k \sin \theta \sin \varphi \end{aligned} \quad (1.2)$$

здесь k - волновое число свободного пространства.

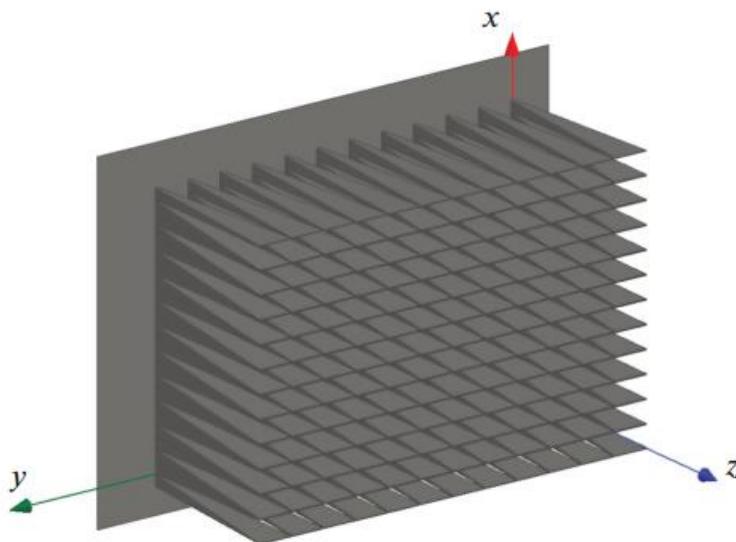


Рис. 1.3. Двумерно-периодическая решетка *ТЕМ*-рупоров с экраном.

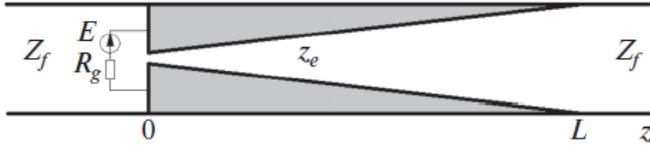


Рис. 1.4. Продольное сечение канала
Флоке

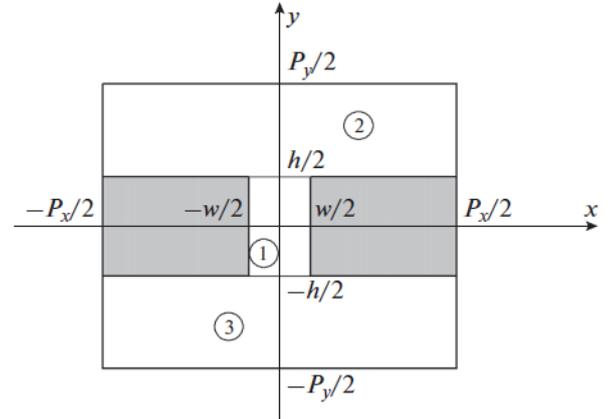


Рис. 1.5. Поперечное сечение канала
Флоке

Будем проводить анализ, считая проводники идеально проводящими. Получим систему интегральных уравнений (СИУ), описывающую искомые моды канала Флоке. В качестве неизвестных функций возьмем компоненты электрического поля при $y = \pm h/2$. Прежде чем переходить к выводу СИУ отметим ряд важных свойств полей в исследуемой структуре. Она относится к числу продольно однородных объектов, заполненных однородной средой, для определенности - вакуумом. Известно, что моды в таких структурах [25] разделяются на TE , TM и TEM (T) моды. Как и у решетки антенн Вивальди [26] основными модами являются T и TE_1 , у которых отсутствует продольная компонента электрического поля E_z . Это позволяет нам сократить размерность СИУ, используя в качестве неизвестной только поперечную компоненту E_x .

Запишем выражения для продольной компоненты магнитного поля H_z в областях 1,2,3 (рис. 1.5) в следующем виде:

$$\begin{cases} H_{z1} = \sum_{n=0}^{\infty} A_{n1} \cos \alpha_n (x + w/2) \exp(\gamma_{n1} y) + B_{n1} \cos \alpha_n (x + w/2) \exp(-\gamma_{n1} y) \\ H_{z2} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n2} \exp(-i\kappa_n x + \gamma_{n2} y) + B_{n2} \exp(-i\kappa_n x - \gamma_{n2} y) \\ H_{z3} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n3} \exp(-i\kappa_n x + \gamma_{n2} y) + B_{n3} \exp(-i\kappa_n x - \gamma_{n2} y) \end{cases}, \quad (1.3)$$

где $\kappa_n = \kappa_x + \frac{2\pi n}{P_x}$, $\alpha_n = \frac{\pi n}{w}$, $\gamma_{n1} = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta^2 - k^2}$, $\gamma_{n2} = \sqrt{\kappa_n^2 + \beta^2 - k^2}$.

Множитель $\exp(-i\beta z)$ в формулах (1.3) опущен, β - постоянная распространения волны.

Соотношения (1.3) записаны так, что поля удовлетворяют граничным условиям на вертикальных стенках канала Флоке. Они содержат неизвестные коэффициенты A_n, B_n , которые будем искать, удовлетворяя граничным условиям на остальных поверхностях, формирующих канал Флоке (рис. 1.5).

Следующий этап вывода СИУ связан с выполнением граничных условий периодичности при $y = \pm P_y/2$. Условия (1.1) позволяют записать следующие соотношения для коэффициентов A_n, B_n :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(A_{n3} \exp\left(-\gamma_{n2} \frac{P_y}{2}\right) - B_{n3} \exp\left(\gamma_{n2} \frac{P_y}{2}\right) \right) \exp(-i\kappa_y P_y) = \\ A_{n2} \exp\left(\gamma_{n2} \frac{P_y}{2}\right) - B_{n2} \exp\left(-\gamma_{n2} \frac{P_y}{2}\right), \\ \left(A_{n3} \exp\left(-\gamma_{n2} \frac{P_y}{2}\right) + B_{n3} \exp\left(\gamma_{n2} \frac{P_y}{2}\right) \right) \exp(-i\kappa_y P_y) = \\ A_{n2} \exp\left(\gamma_{n2} \frac{P_y}{2}\right) + B_{n2} \exp\left(-\gamma_{n2} \frac{P_y}{2}\right). \end{array} \right. \quad (1.4)$$

Их достаточно удовлетворить для компоненты поля H_z . Для остальных составляющих оно выполняется автоматически, поскольку они выражаются через H_z при помощи известных соотношений [25].

На следующем этапе вывода СИУ выразим коэффициенты A_n, B_n через электрические поля $E_{1,2}(x)$ при $y = \pm h/2$. Индексы 1 и 2 соответствуют областям $|x| < w/2$, $y = h/2$ и $y = -h/2$ соответственно. Назовем их верхней и нижней щелями. Для решения поставленной задачи воспользуемся граничным условием для тангенциального электрического поля при $y = \pm h/2$, которое равно нулю для

$|x| > w/2$ и непрерывно при $|x| < w/2$. Записывая граничные условия и используя ортогональность функций $\exp(-i\kappa_n x)$ на интервале $x \in [-P_x/2, P_x/2]$ и функций $\cos \alpha_n(x + w/2)$ на интервале $x \in [-w/2, w/2]$ находим искомые коэффициенты:

$$\begin{cases} A_{n1} = \xi_{1n} (e_{2n}^1 \exp(-\gamma_{n1} h/2) - e_{1n}^1 \exp(\gamma_{n1} h/2)) \\ B_{n1} = \xi_{1n} (e_{2n}^1 \exp(\gamma_{n1} h/2) - e_{1n}^1 \exp(-\gamma_{n1} h/2)) \\ A_{n2} = -\xi_{2n} (e_{2n}^2 \exp(-i\kappa_y P_y - \gamma_{n2} h/2) - e_{1n}^2 \exp(-\gamma_{n2} (P_y - h/2))) \\ B_{n2} = -\xi_{2n} (e_{2n}^2 \exp(-i\kappa_y P_y + \gamma_{n2} h/2) - e_{1n}^2 \exp(\gamma_{n2} (P_y - h/2))) \\ A_{n3} = -\xi_{2n} (e_{2n}^2 \exp(\gamma_{n2} (P_y - h/2)) - e_{1n}^2 \exp(i\kappa_y P_y + \gamma_{n2} h/2)) \\ B_{n3} = -\xi_{2n} (e_{2n}^2 \exp(-\gamma_{n2} (P_y - h/2)) - e_{1n}^2 \exp(i\kappa_y P_y - \gamma_{n2} h/2)) \end{cases}, \quad (1.5)$$

$$\text{где } \xi_{1n} = \frac{\varepsilon_n (k^2 - \beta^2)}{2ikW_0 \gamma_{1n} w \text{sh} \gamma_{1n} h}, \quad \xi_{2n} = \frac{(k^2 - \beta^2)}{2ikW_0 \gamma_{2n} P_x \text{sh} 2\gamma_{2n} a},$$

$$e_{1,2n}^1 = \int_{-w/2}^{w/2} E_{1,2}(x) C_n(x) dx, \quad e_{1,2n}^2 = \int_{-w/2}^{w/2} E_{1,2}(x) \exp(i\kappa_n x) dx,$$

$$C_n(x) = \cos \alpha_n(x + w/2).$$

Последнее граничное условие, которое мы должны выполнить, состоит в непрерывности магнитного поля при $y = \pm h/2$ и $|x| < w/2$. Удовлетворяя его, получаем искомую СИУ. Приводим ее без подробного вывода:

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} C_n(x) \xi_{1n} (e_{2n}^1 - e_{1n}^1 \text{ch} \gamma_{n1} h) + \\ & + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-i\kappa_n x) \xi_{2n} (e_{2n}^2 \exp(-i\kappa_y P_y) - e_{1n}^2 \text{ch} 2\gamma_{n2} a) = 0, \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} C_n(x) \xi_{1n} (e_{2n}^1 \text{ch} \gamma_{n1} h - e_{1n}^1) + \\ & + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-i\kappa_n x) \xi_{2n} (e_{2n}^2 \text{ch} 2\gamma_{n2} a - e_{1n}^2 \exp(i\kappa_y P_y)) = 0, \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} S_n(x) v_{1n} (e_{2n}^1 - e_{1n}^1 \operatorname{ch} \gamma_{n1} h) + \quad (1.8)$$

$$+ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-i\kappa_n x) v_{2n} (e_{2n}^2 \exp(-i\kappa_y P_y) - e_{1n}^2 \operatorname{ch} 2\gamma_{n2} a) = 0,$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} S_n(x) \chi_{1n} \xi_{1n} (e_{2n}^1 \operatorname{ch} \gamma_{n1} h - e_{1n}^1) + \quad (1.9)$$

$$+ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-i\kappa_n x) \chi_{2n} \xi_{2n} (e_{2n}^2 \operatorname{ch} 2\gamma_{n2} a - e_{1n}^2 \exp(i\kappa_y P_y)) = 0,$$

$$S_n(x) = \sin \alpha_n (x + w/2), \quad v_{1n} = \frac{\varepsilon_n \beta \alpha_n}{2ikW_0 \gamma_{1n} w \operatorname{sh} \gamma_{1n} h}, \quad v_{2n} = -\frac{\beta \kappa_n}{2ikW_0 \gamma_{2n} P_x \operatorname{sh} 2\gamma_{2n} a},$$

$$a = \frac{P_y - h}{2}, \quad \varepsilon_n = \begin{cases} 1, n = 0 \\ 2, n > 0 \end{cases}.$$

где W_0 - волновое сопротивление свободного пространства.

Уравнения (1.6), (1.7) обеспечивают непрерывность продольной компоненты магнитного поля H_z в щелях 1 и 2, а уравнения (1.8), (1.9) обеспечивают выполнение граничных условий для поперечной компоненты H_x . Вообще говоря, удовлетворить всем четырем уравнениям при помощи двух неизвестных функций невозможно. Однако, ниже мы увидим, что два из четырех уравнений отдельно для TE и T - мод выполняются автоматически. Таким образом, указанное выше противоречие снимается.

Будем решать СИУ методом Бубнова - Галеркина, представляя неизвестные функции $E_{1,2}(x)$ в виде разложений по базисным функциям:

$$E_{1,2}(x) = \sum_{n=0}^N X_{1,2n} C_n(x), \quad (1.10)$$

где $X_{1,2n}$ - неизвестные коэффициенты. В качестве базисных используем функции $C_n(x)$, являющиеся, как видно из разложений (1.3) собственными функциями области 1.

Система четырех интегральных уравнений (1.6) - (1.9), как отмечено выше, сводится к СИУ второго порядка. Для TE - моды достаточно учесть уравнения (1.6) и (1.7). Можно показать, что вторая пара уравнений получается из первой дифференцированием по x . Поэтому, если обеспечено выполнение первых двух уравнений, то вторые удовлетворяются автоматически в силу равенства нулю производной от функции, принимающей на некотором интервале нулевые значения.

В случае T - моды ситуация иная. Известно, что постоянная распространения T - моды равна волновому числу среды, в которой она распространяется, то есть $\beta = k$. Видно, что при этом параметры $\xi_{1,2n}$ обращаются в нулю и, следовательно, уравнения (1.6), (1.7) выполняются автоматически. Поэтому для T - мод нам необходимо решать вторую пару уравнений (1.8), (1.9).

Решим уравнения (1.6), (1.7) для TE - мод. В работе [27] показано, что основные моды решетки в главных плоскостях сканирования имеют разные и ортогональные плоскости поляризации. Так в H - плоскости TE - мода поляризована в плоскости XOZ или в горизонтальной плоскости (см. рис. 1.5), а T - мода поляризована в вертикальной плоскости. При сканировании в E - плоскости основные волны меняют плоскости поляризации: TE - мода поляризована в вертикальной плоскости, а T - мода в горизонтальной. Поскольку источник, возбуждающий анализируемую структуру всегда создает поле горизонтальной поляризации, то при сканировании в H - плоскости он возбуждает TE - моду, а при сканировании в E - плоскости соответственно T - моду.

Поэтому целесообразно решать СИУ для TE - моды только в режиме сканирования в плоскости вектора магнитного поля. Нетрудно убедиться, что в этом случае канал Флоке симметричен относительно плоскости YOZ . Поэтому моды в нем разделяются на четные, имеющие четную зависимость компоненты E_x от координаты x и нечетные - с зависимостью обратного вида. Основная мода относится к четным модам. По этой причине мы можем использовать в разложениях (1.10) только члены ряда с четными номерами $n = 2m$, $m = 0, 1, \dots$ и благодаря этому уменьшить размерность решаемой задачи.

Подставим выражение (1.10) в СИУ и осуществим ее проекцию на выбранную систему базисных функций. В результате получаем следующую систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно коэффициентов $X_{1,2n}$:

$$\begin{cases} \hat{Z}_{11}\vec{X}_1 + \hat{Z}_{12}\vec{X}_2 = 0 \\ \hat{Z}_{21}\vec{X}_1 + \hat{Z}_{22}\vec{X}_2 = 0 \end{cases}, \quad (1.11)$$

$$Z_{11p,q} = - \left(\xi_{1p} \operatorname{ch} \gamma_{1p} h \frac{w^2}{\varepsilon_p^2} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \xi_{2n} \operatorname{ch} 2\gamma_{2n} a I_{n,p} I_{n,q}^* \right),$$

$$Z_{12p,q} = \xi_{1p} \frac{w^2}{\varepsilon_p^2} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \xi_{2n} I_{n,p} I_{n,q}^* \exp(-i\kappa_y P_y),$$

$$Z_{12p,q} = - \left(\xi_{1p} \frac{w^2}{\varepsilon_p^2} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \xi_{2n} I_{n,p} I_{n,q}^* \exp(i\kappa_y P_y) \right),$$

$$Z_{21p,q} = \xi_{1p} \operatorname{ch} \gamma_{1p} h \frac{w^2}{\varepsilon_p^2} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \xi_{2n} \operatorname{ch} 2\gamma_{2n} a I_{n,p} I_{n,q}^*,$$

$$I_{n,p} = \int_{-w/2}^{w/2} C_p(x) \exp(i\kappa_n x) dx, \quad p, q = 0, 1, \dots, N.$$

Однородная СЛАУ (1.11) записана в матричной форме. Под $\vec{X}_{1,2}$ мы понимаем вектора, образованные неизвестными коэффициентами. Из СЛАУ (1.11) можно получить дисперсионное уравнение относительно постоянной распространения TE -моды $-\beta$, приравняв нулю определитель системы:

$$\det \begin{bmatrix} \hat{Z}_{11} & \hat{Z}_{12} \\ \hat{Z}_{21} & \hat{Z}_{22} \end{bmatrix} = 0. \quad (1.12)$$

После решения уравнения (1.12), которое может быть получено численно, мы найдем коэффициенты $X_{1,2n}$, положив $X_{1,1}$ равным единице и выражая другие коэффициенты через него. Таким образом, неизвестные функции $E_{1,2}(x)$ оказываются полностью определенными.

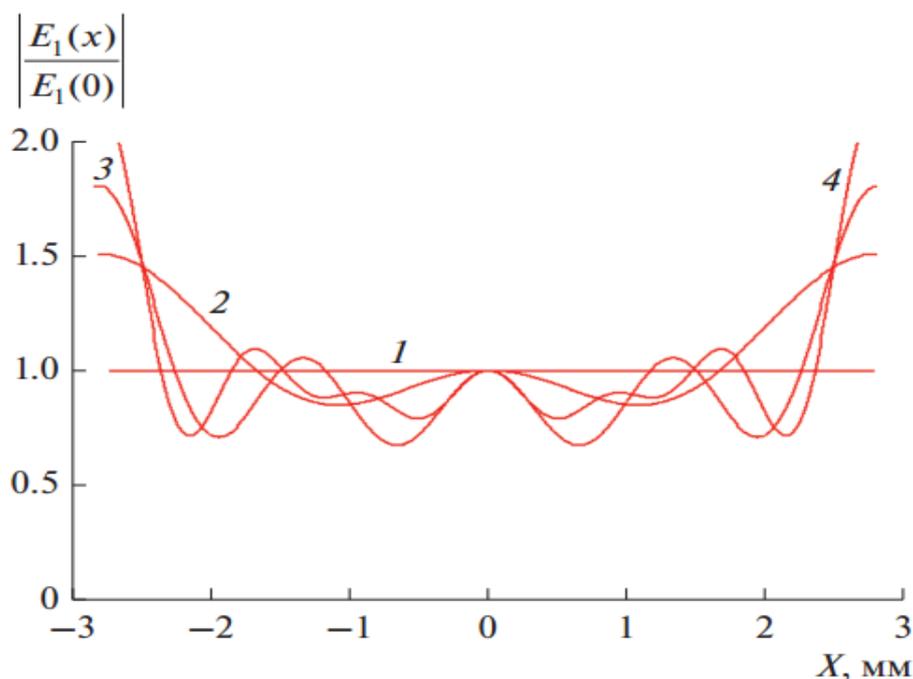


Рис. 1.6. Сходимость решения для TE -волны по электрическому полю.

Рассмотрим сходимость описанного выше алгоритма решения СИУ. На рис. 1.6 показана зависимость нормированного модуля электрического поля в первой щели от координаты x . Кривые 1 - 4 получены для $P_{x,y} = 15$, $w = 5.6$, $h = 5.9$, $f = 1$ ГГц, $\theta = 72^\circ$, $N = 1, 3, 5, 7$, соответственно, где N - число учитываемых базисных функций. Здесь и далее все размеры приведены в миллиметрах. Параметр θ - угол сканирования, связанный с постоянной k_y через выражения (1.2). Мы рассматриваем сканирование в плоскости YOZ , которую в антенной технике часто называют H -плоскостью или плоскостью вектора магнитного поля. В этой плоскости $\varphi = \pi/2$.

Видно, что по полю решение СИУ сходится достаточно медленно. Медленная сходимость в окрестности $|x| = w/2$ обусловлена тем, что мы описываем суммой гладких функций поле, имеющее особенности на краях интервала определения.

Следует, однако, отметить, что медленная сходимость по полю не является препятствием для существенно более быстрой сходимости по интегральным параметрам, таким как постоянная распространения и характеристическое

сопротивление. Такое положение связано с особенностью метода Галеркина, в котором ряд интегральных параметров имеет вариационно устойчивую форму [28]. При этом даже относительно большая погрешность определения неизвестной функции сказывается на интегральных параметрах во втором порядке малости.

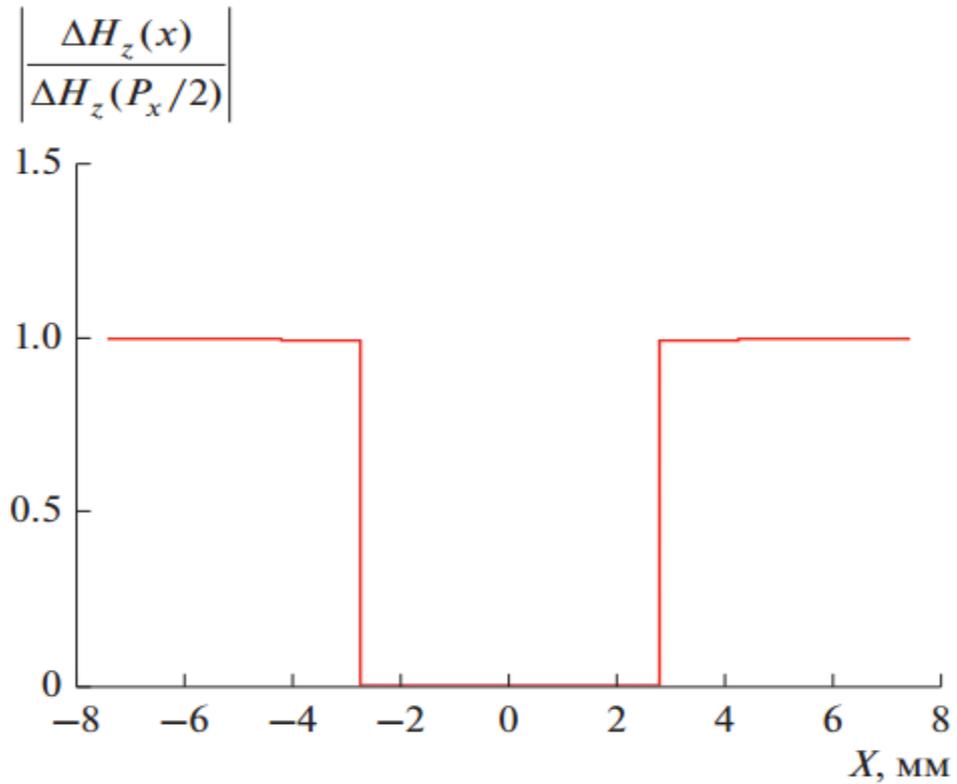


Рис. 1.7. Точность выполнения граничного условия для магнитного поля для TE -волны.

Прямой проверкой точности решения СИУ может служить расчет функции $\left| \frac{\Delta H_z(x)}{\Delta H_z(P_x/2)} \right|$, показывающей погрешность выполнения граничных условий для магнитного поля (рис. 1.7). Здесь $\Delta H_z(x)$ - разность полей по разные стороны от плоскости $y = h/2$ для щели 1 и $y = -h/2$ для щели 2. Кривая получена для первой щели, геометрических параметров приведенных выше и $N = 6$. Значение рассчитанной функции на интервале выполнения СИУ не превышает 0.002, что позволяет говорить о хорошей точности выполнения граничных условий.

Перейдем к решению для T -моды. Выше мы отметили, что T -волна является основной волной решетки при сканировании в плоскости вектора электрического

поля. В данном режиме канал Флоке симметричен относительно плоскости XOZ . По этой причине поля в щелях 1 и 2 одинаковы и мы можем положить:

$$E_1(x) = E_2(x). \quad (1.13)$$

Как мы уже отмечали выше, для T -моды нам необходимо решать уравнения (1.8), (1.9). В исходном виде они неудобны для использования метода Галеркина, так их ядра не обладают нужной симметрией. Чтобы устранить этот недостаток проинтегрируем уравнения по x :

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} e_n^1 C_n(x) \frac{V_{1n}}{\alpha_n} (1 - \text{ch} \gamma_{n1} h) + \\ & + \sum_{n=-\infty}^{\infty} e_n^2 \exp(-i\kappa_n x) \frac{V_{2n}}{\kappa_n} (\exp(-i\kappa_y P_y) - \text{ch} 2\gamma_{n2} a) = q, \end{aligned} \quad (1.14)$$

где q - постоянная интегрирования. В выражении (1.14) мы оставили только одно интегральное уравнение, к которому в силу (1.13) сводится исходная СИУ.

Нетрудно увидеть, что после интегрирования ядро интегрального уравнения приобрело симметрию относительно аргументов x, x' . Подставим далее соотношения (1.10) в (1.14) и осуществим проекцию уравнения на выбранную систему базисных функций. В результате получаем неоднородную СЛАУ:

$$\hat{Z}\vec{X} = \vec{R}, \quad (1.15)$$

$$Z_{p,q} = v_{1p} \frac{(1 - \text{ch} \gamma_{1p} h)}{\alpha_p} \frac{w^2}{\varepsilon_p^2} \delta_{p,q} (1 - \delta_{p,0}) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} v_{2n} \frac{\text{ch} 2\gamma_{2n} a}{i\kappa_n} I_{n,p} I_{n,q}^*,$$

$$R_p = qw\delta_{p,0}, \quad p, q = 0, 1, \dots, N,$$

где $\delta_{p,q}$ - символ Кронекера.

Решение СЛАУ (1.15) пропорционально произвольной постоянной q . Такой результат является типичным для задач на собственные волны, которые всегда находятся с точностью до неопределенного множителя. Выберем величину q таким образом, чтобы $X_0 = 1$.

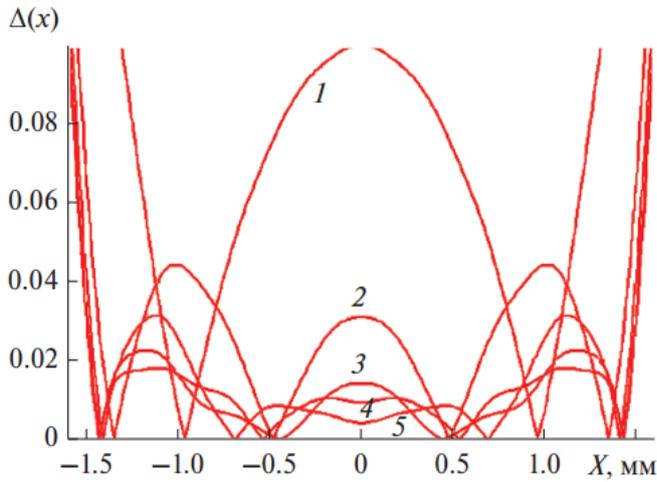


Рис. 1.8. Точность решения интегрального уравнения для T -волны.

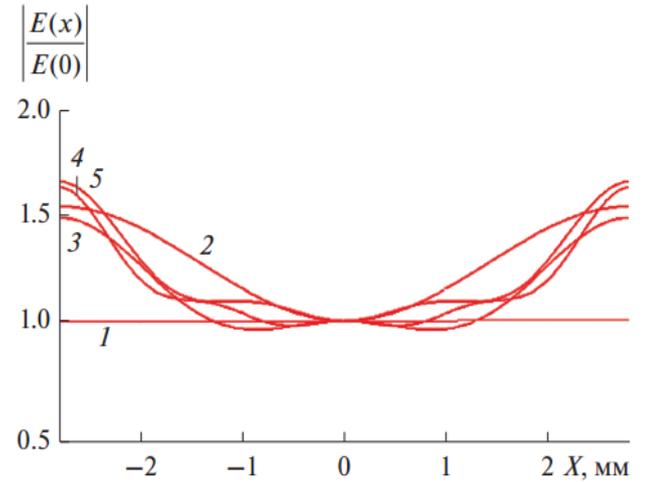


Рис. 1.9. Сходимость решения для T -волны по электрическому полю.

На рис. 1.8, 1.9 показаны графики, поясняющие сходимость алгоритма решения интегрального уравнения. На рис. 1.8 показана зависимость функции $\Delta(x)$, которая равна модулю разности левой и правой частей уравнения (1.14), нормированной на ее значение при $x = P_x/2$. Кривые 1 - 5 получены для $w = 3.2$, $h = 3.3$, $\theta = 10^0$, $P_{x,y} = 15$, $N = 2, 4, 6, 8, 10$, соответственно. Видно, что с увеличением числа учитываемых базисных функций параметр $\Delta(x)$ уменьшается и при $N \geq 10$ не превышает 0.01. Отметим более медленную сходимость по сравнению с решением для TE -моды. Преимущественно она обусловлена необходимостью учитывать базисные функции с четными и нечетными номерами, так как при $\theta \neq 0$ симметрия поля относительно плоскости YOZ отсутствует. При этом число четных базисных функций не превышает аналогичный параметр при сканировании в ортогональной плоскости.

На рис. 1.9 показано распределение электрического поля в щели, нормированное на его значение при $x = 0$. Кривые 1 - 5 получены для параметров, приведенных выше. Можно сделать вывод, что стабилизация электрического поля происходит несколько быстрее, чем в случае рассмотренном ранее.

Параметром, определяющим согласование решетки, является характеристическое сопротивление моды канала Флоке. Определим характеристическое сопротивление Z_c через напряжение V и мощность P_s , переносимую модой через сечение канала Флоке. Определим напряжение как интеграл от электрического поля:

$$V = \int_{-w/2}^{w/2} E_x(x, 0) dx. \quad (1.16)$$

Мощность в сечении волновода находим стандартным образом:

$$P_s = \frac{1}{2} \int_S \left(E_x H_y^* - E_y H_x^* \right) ds, \quad (1.17)$$

где под величиной S понимаем часть сечения канала Флоке, свободную от металлических проводников. Выразим интересующие нас компоненты поля через продольную компоненту магнитного поля [25]:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{x1} = -\frac{ikW_0}{k^2 - \beta^2} \sum_{n=0}^{\infty} (A_{n1} \exp(\gamma_{n1}y) - B_{n1} \exp(-\gamma_{n1}y)) \gamma_{n1} C_n(x) \\ E_{x2} = -\frac{ikW_0}{k^2 - \beta^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (A_{n2} \exp(\gamma_{n2}y) - B_{n2} \exp(-\gamma_{n2}y)) \gamma_{n2} \exp(-i\kappa_n x) \\ E_{x3} = -\frac{ikW_0}{k^2 - \beta^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (A_{n3} \exp(\gamma_{n2}y) - B_{n3} \exp(-\gamma_{n2}y)) \gamma_{n2} \exp(-i\kappa_n x) \\ E_{y1} = -\frac{ikW_0}{k^2 - \beta^2} \sum_{n=0}^{\infty} (A_{n1} \exp(\gamma_{n1}y) + B_{n1} \exp(-\gamma_{n1}y)) \alpha_{n1} S_n(x) \\ E_{y2} = \frac{kW_0}{k^2 - \beta^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (A_{n2} \exp(\gamma_{n2}y) + B_{n2} \exp(-\gamma_{n2}y)) \kappa_n \exp(-i\kappa_n x) \\ E_{y3} = \frac{kW_0}{k^2 - \beta^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (A_{n3} \exp(\gamma_{n2}y) + B_{n3} \exp(-\gamma_{n2}y)) \kappa_n \exp(-i\kappa_n x) \end{array} \right., \quad (1.18)$$

С учетом соотношений

$$H_y = \frac{\beta}{kW_0} E_x, \quad H_x = -\frac{\beta}{kW_0} E_y \quad (1.19)$$

получаем:

$$P_s = \frac{1}{2} \frac{\beta}{kW_0} \int_S \left(|E_x|^2 + |E_y|^2 \right) ds. \quad (1.20)$$

Подставим выражения (1.18), (1.19) в формулу (1.20). Интегралы от полей берутся аналитически. В результате получаем представление мощности в виде бесконечных рядов. В силу громоздкости его в явном виде не приводим.

Выражение для напряжения при этом имеет вид:

$$E_{x1} = -\frac{ikW_0 w}{k^2 - \beta^2} (A_{01} - B_{01}) \gamma_{01}. \quad (1.21)$$

Рассмотрим результаты расчетов параметров мод в двух главных плоскостях сканирования: E - и H - плоскостях, которым соответствуют углы $\varphi = 0, 90^\circ$. Нас интересует зависимость сопротивления Z_c от геометрических параметров w, h и угла сканирования θ . При этом считаем параметры w, h связанными друг с другом. При изменении размера w от минимального значения w_{\min} до максимального w_{\max} параметр h также линейно меняется на интервале (h_{\min}, h_{\max}) . Рассмотрим случай $h_{\min} \ll P_y, h_{\max} \approx P_y$, соответствующий TEM -рупору, у которого от входа до выхода одновременно увеличиваются оба размера.

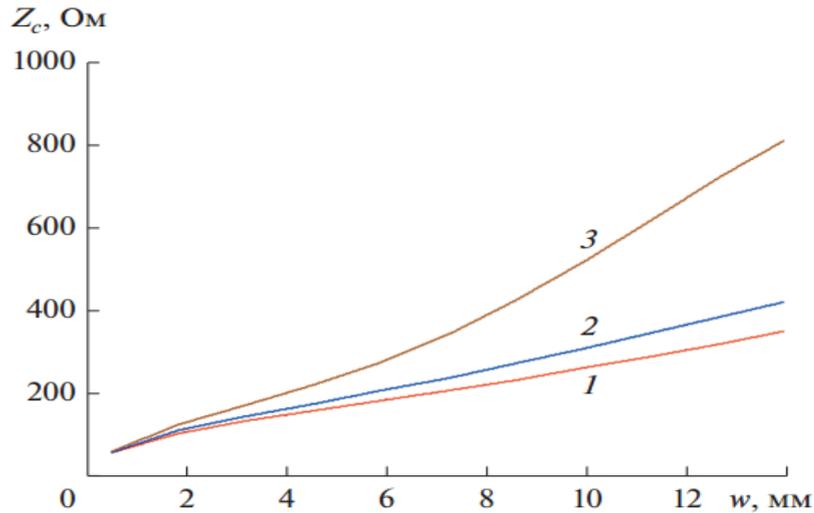


Рис. 1.10. Зависимость характеристического сопротивления TE -волны от параметра для решетки TEM -рупоров на частоте 3 ГГц.

Кривые 1 – 3 на рис. 1.10 показывают зависимость характеристического сопротивления TE – моды (плоскость вектора H) от расстояния между проводниками w . Они получены для $\theta = 2,32,64^\circ$, $h_{\min} = 2$, $h_{\max} = 14$, $P_x = P_y = 15$, $f = 3$ ГГц при сканировании в H - плоскости. Видно, что сопротивление монотонно растет с увеличением расстояния между проводниками, причем тем больше, чем больше угол сканирования θ . Рост сопротивления является ожидаемым эффектом, так как вдоль TEM -рупора происходит трансформация линии передачи от близкой к двухпроводной, когда оба параметра w, h достаточно малы до волновода, когда они близки к соответствующим периодам решетки. Размеры w, h_{\min} выбраны так, что им соответствует сопротивление близкое к стандартному значению 50 Ом. Характеристическое сопротивление канала Флоке с воздушным заполнением Z_f при сканировании в H - плоскости описывается следующим соотношением [26]:

$$Z_f = \frac{P_x W_0}{P_y \cos \theta}. \quad (1.22)$$

Приведем также выражение для Z_f в E - плоскости:

$$Z_f = \frac{P_x W_0 \cos \theta}{P_y}. \quad (1.23)$$

Нетрудно увидеть из формулы (1.22), что с ростом угла θ сопротивление пустого канала Флоке растет, что частично объясняет рост сопротивления волны решетки Z_c .

На рис. 1.11 также представлена зависимость характеристического сопротивления TE – волны от расстояния w , полученная при параметрах приведенных выше, за исключением частоты, которая равна 8 ГГц. Видно, что увеличение частоты почти в три раза практически никак ни качественно, ни количественно не повлияло на ход кривых, которые практически совпадают с кривыми на рис. 1.10.

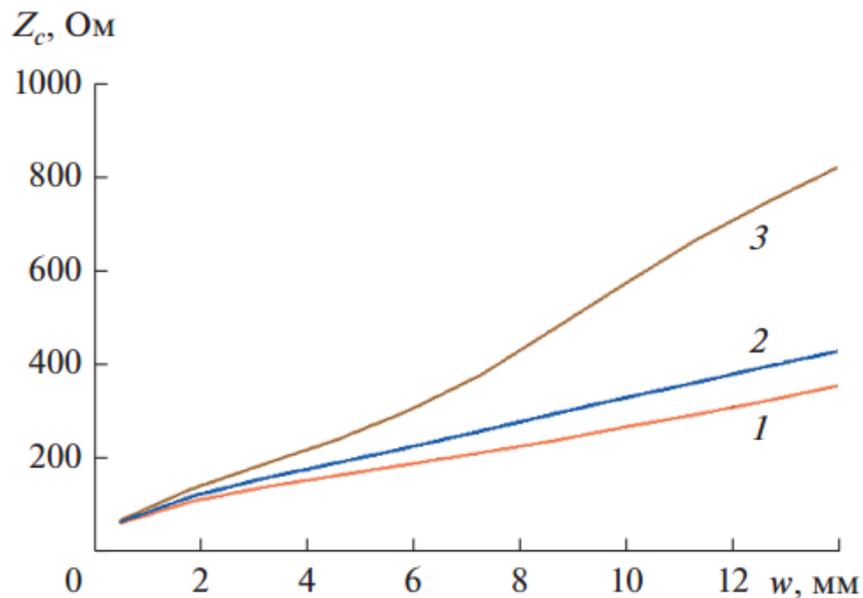


Рис. 1.11. Зависимость характеристического сопротивления TE -волны от параметра для решетки TEM -рупоров на частоте 8 ГГц.

Отметим, что во всех рассмотренных случаях при сканировании в H - плоскости увеличение размеров w, h до их предельных значений приближает сопротивление волны в решетке к сопротивлению моды канала Флоке, определяемого формулой (1.22). Такое поведение можно рассматривать как положительный эффект, поскольку он означает, что свойства моды решетки вместе с ее интегральными

параметрами плавно приближаются к свойствам моды незаполненного канала Флоке. Другими словами, можно сказать, что мода решетки плавно переходит в волну свободного пространства.

Перейдем к анализу поведения характеристического сопротивления в E -плоскости. На рис.1.12 показана зависимость характеристического сопротивления T – волны от расстояния w . Кривая получена для $\theta = 2^\circ$, $h_{\min} = 2$, $h_{\max} = 14$, $P_x = P_y = 15$, $f = 3$ ГГц. Кривые для других значений угла сканирования мы не приводим, так как они практически не имеют отличий от кривой, представленной на рис. 1.12. Увеличение частоты не меняет поведение характеристического сопротивления TEM -рупора. Поэтому мы ограничились частотой 3 ГГц. Отметим, что в отличие от сканирования в H - плоскости в рассматриваемом случае сопротивление моды решетки не приближается к сопротивлению моды незаполненного канала Флоке (1.23).

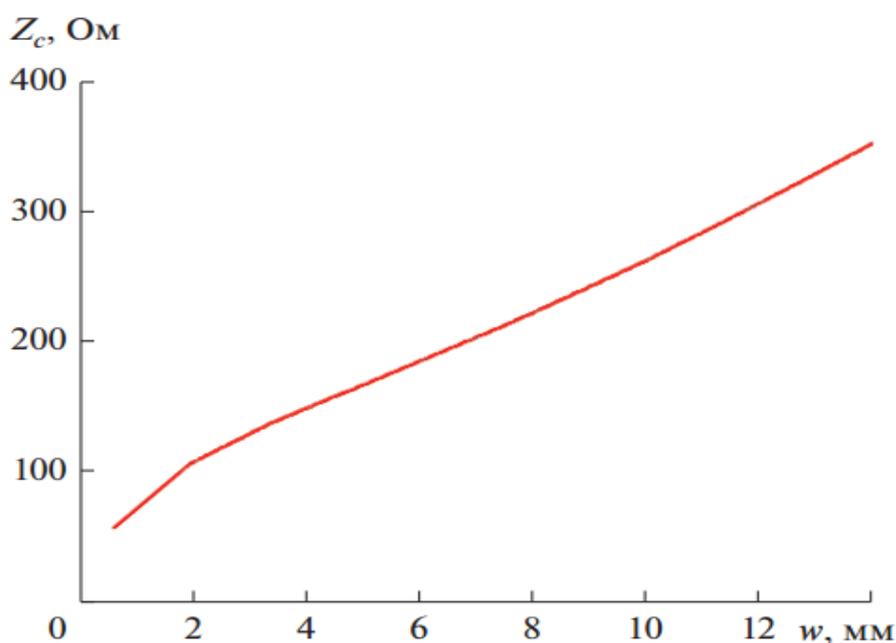


Рис. 1.12. Зависимость характеристического сопротивления T -волны решетки TEM -рупоров на частоте 3 ГГц от расстояния.

Будем анализировать возбуждение канала Флоке при помощи эквивалентных схем, показанных на рис. 1.13 а-в. Схема решетки без экрана (рис. 1.13а) состоит из

трех частей: узел возбуждения, отрезок линии передачи длиной L с переменным сопротивлением $Z_c(z)$ и сочленение двух линий передачи с сопротивлениями $Z_c(L)$ и Z_f , которые соответствуют полубесконечным каналам Флоке с воздушным заполнением. При отсутствии экрана структура имеет три входа – выхода (порта) 1 – 3. Порт 1 соответствует сосредоточенному источнику, а порты 2,3 каналам Флоке с воздушным заполнением. Указанные три части являются многополюсниками с матрицами рассеяния $S_{1,2,3}$. Весь канал Флоке – это каскадное соединение данных многополюсников. При наличии экрана (рис. 1.13б) вместо порта 1 имеем отрезок канала Флоке длиной L_s .

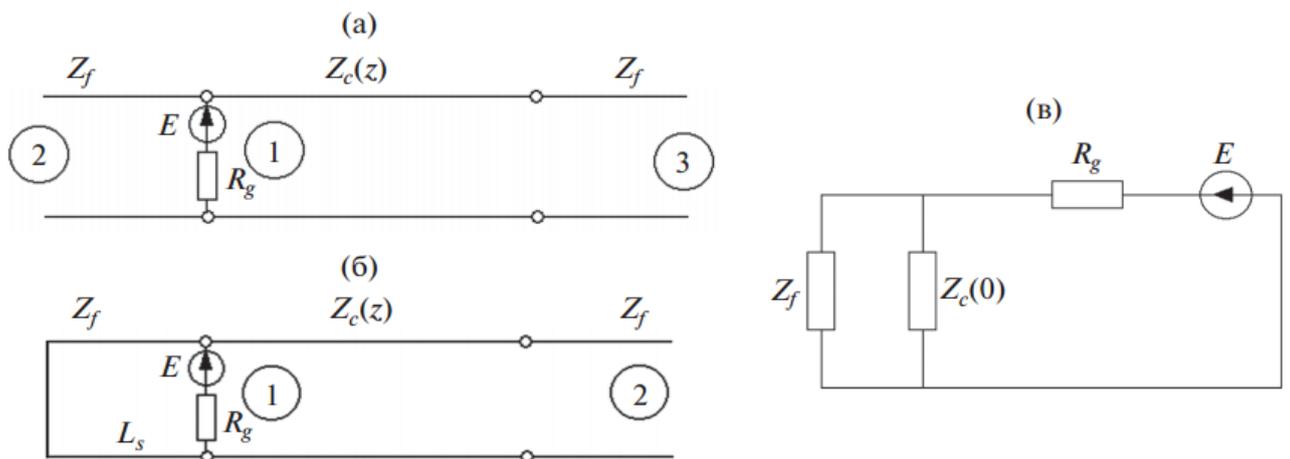


Рис. 1.13. Эквивалентная схема решетки без экрана (а), с экраном (б) и узла возбуждения решетки без экрана (в).

Узел возбуждения решетки без экрана (рис. 1.13в) представляет собой многополюсник с тремя портами и шестью полюсами, то есть шестиполюсник. Его матрица рассеяния в приближении теории линий передачи СВЧ записывается следующим образом:

$$S_1 = \begin{bmatrix} \frac{Z_{i1} - R_g}{Z_{i1} + R_g} & \frac{2\sqrt{Z_{i1}R_g}}{Z_{i1} + R_g} \sqrt{\frac{Z_{i1}}{Z_f}} & \frac{2\sqrt{Z_{i1}R_g}}{Z_{i1} + R_g} \sqrt{\frac{Z_{i1}}{Z_c(0)}} \\ \frac{2\sqrt{Z_{i1}R_g}}{Z_{i1} + R_g} \sqrt{\frac{Z_{i1}}{Z_f}} & \frac{Z_{i2} - Z_f}{Z_{i2} + Z_f} & \frac{2\sqrt{Z_{i2}Z_f}}{Z_{i2} + Z_f} \sqrt{\frac{Z_{i2}}{Z_c(0)}} \\ \frac{2\sqrt{Z_{i1}R_g}}{Z_{i1} + R_g} \sqrt{\frac{Z_{i1}}{Z_c(0)}} & \frac{2\sqrt{Z_{i2}Z_f}}{Z_{i2} + Z_f} \sqrt{\frac{Z_{i2}}{Z_c(0)}} & \frac{Z_{i3} - Z_c(0)}{Z_{i3} + Z_c(0)} \end{bmatrix}, \quad (1.24)$$

$$Z_{i1} = \frac{Z_f Z_c(0)}{Z_f + Z_c(0)}, \quad Z_{i2} = \frac{R_g Z_c(0)}{R_g + Z_c(0)}, \quad Z_{i3} = \frac{R_g Z_f}{R_g + Z_f}.$$

При наличии экрана узел возбуждения представляет собой четырехполюсник с матрицей рассеяния:

$$S_2 = \begin{bmatrix} \frac{Z_{i1} - R_g}{Z_{i1} + R_g} & \frac{2\sqrt{Z_{i1}R_g}}{Z_{i1} + R_g} \sqrt{\frac{Z_{i1}}{Z_c(0)}} \\ \frac{2\sqrt{Z_{i1}R_g}}{Z_{i1} + R_g} \sqrt{\frac{Z_{i1}}{Z_c(0)}} & \frac{Z_{i2} - Z_c(0)}{Z_{i2} + Z_c(0)} \end{bmatrix}, \quad (1.25)$$

$$Z_{i1} = \frac{Z_s Z_c(0)}{Z_s + Z_c(0)}, \quad Z_{i2} = \frac{R_g Z_s}{R_g + Z_s}, \quad Z_s = iZ_f \operatorname{tg}(kL_s \cos \theta).$$

Матрица рассеяния сочленения двух линий передачи:

$$S_3 = \begin{bmatrix} \frac{Z_c(L) - Z_f}{Z_c(L) + Z_f} & \frac{2\sqrt{Z_c(L)Z_f}}{Z_c(L) + Z_f} \\ \frac{2\sqrt{Z_c(L)Z_f}}{Z_c(L) + Z_f} & -\frac{Z_c(L) - Z_f}{Z_c(L) + Z_f} \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

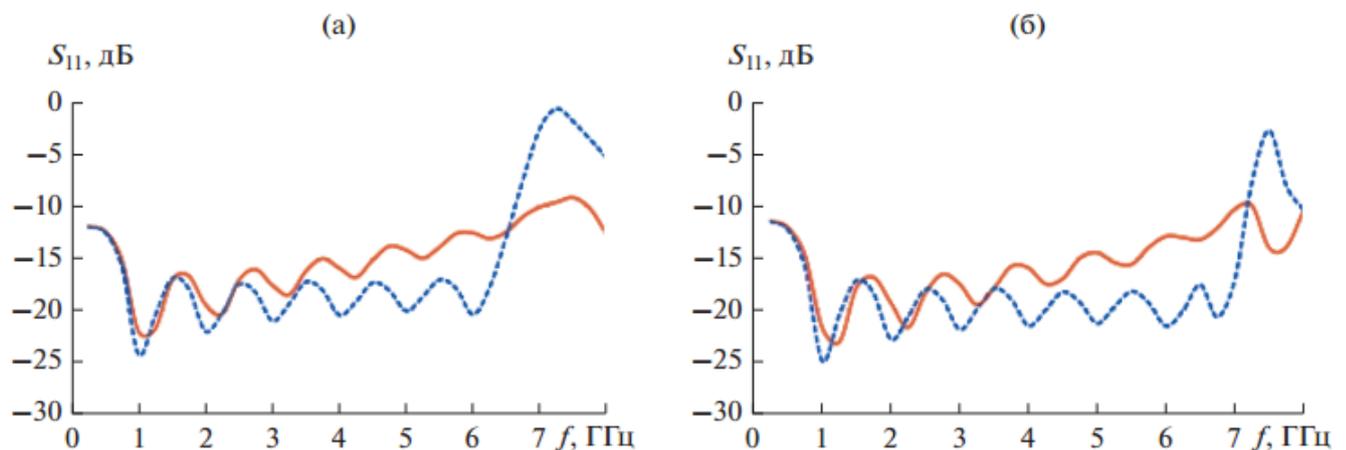
Заменим линию с плавным изменением сопротивления последовательным соединением однородных линий. Каждое соединение описывается матрицей рассеяния аналогичной (1.26). Таким образом, мы приходим к последовательному

соединению четырехполюсников с заданными матрицами рассеяния. Проще всего анализировать такую структуру при помощи матриц передачи, так как матрица передачи каскадного соединения четырехполюсников является произведением матриц передачи элементарных четырехполюсников. В результате получаем матрицу передачи рассматриваемой структуры, а затем по известным соотношениям [29] переходим к матрице рассеяния S_2 . Матрица рассеяния всего канала Флоке S находится по схеме, описанной выше, как матрица рассеяния каскадного соединения многополюсников.

1.2. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУМЕРНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ РЕШЕТКИ *ТЕМ*-РУПОРОВ С МЕТАЛЛИЗАЦИЕЙ МЕЖРУПОРНОГО ПРОСТРАНСТВА

Исследуем на первом этапе поведение коэффициента отражения $R = 20 \log |S_{11}|$, выраженного в децибелах решетки *ТЕМ*-рупоров без экрана со следующими параметрами: $P_x = 20$, $P_y = 30$, $w_{\min} = 1$, $w_{\max} = P_x$, $h_{\min} = 3$, $h_{\max} = P_y$, $L = 150$, $R_g = 75$ Ом в диапазоне частот при разных углах сканирования θ, φ .

Частотная зависимость коэффициента отражения решетки без экрана при сканировании в *H*- плоскости ($\varphi = 90^\circ$) показана на рис. 1.14, в *E*- плоскости ($\varphi = 0^\circ$) – на рис. 1.15. Пунктирные кривые на рисунках получены при помощи описанной выше модели, а сплошные – путем численного моделирования с использованием МКЭ при углах $\theta = 0^\circ$ (а), 15° (б), 30° (в), 45° (г).



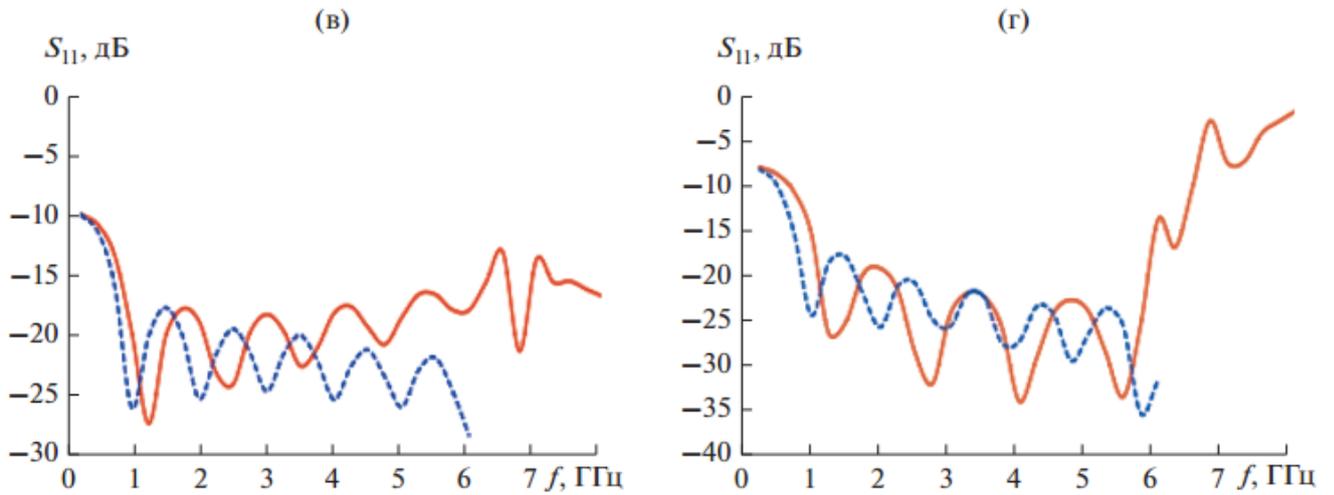


Рис. 1.14. Частотная зависимость коэффициента отражения сканирующей в H -плоскости бесконечной решетки без экрана

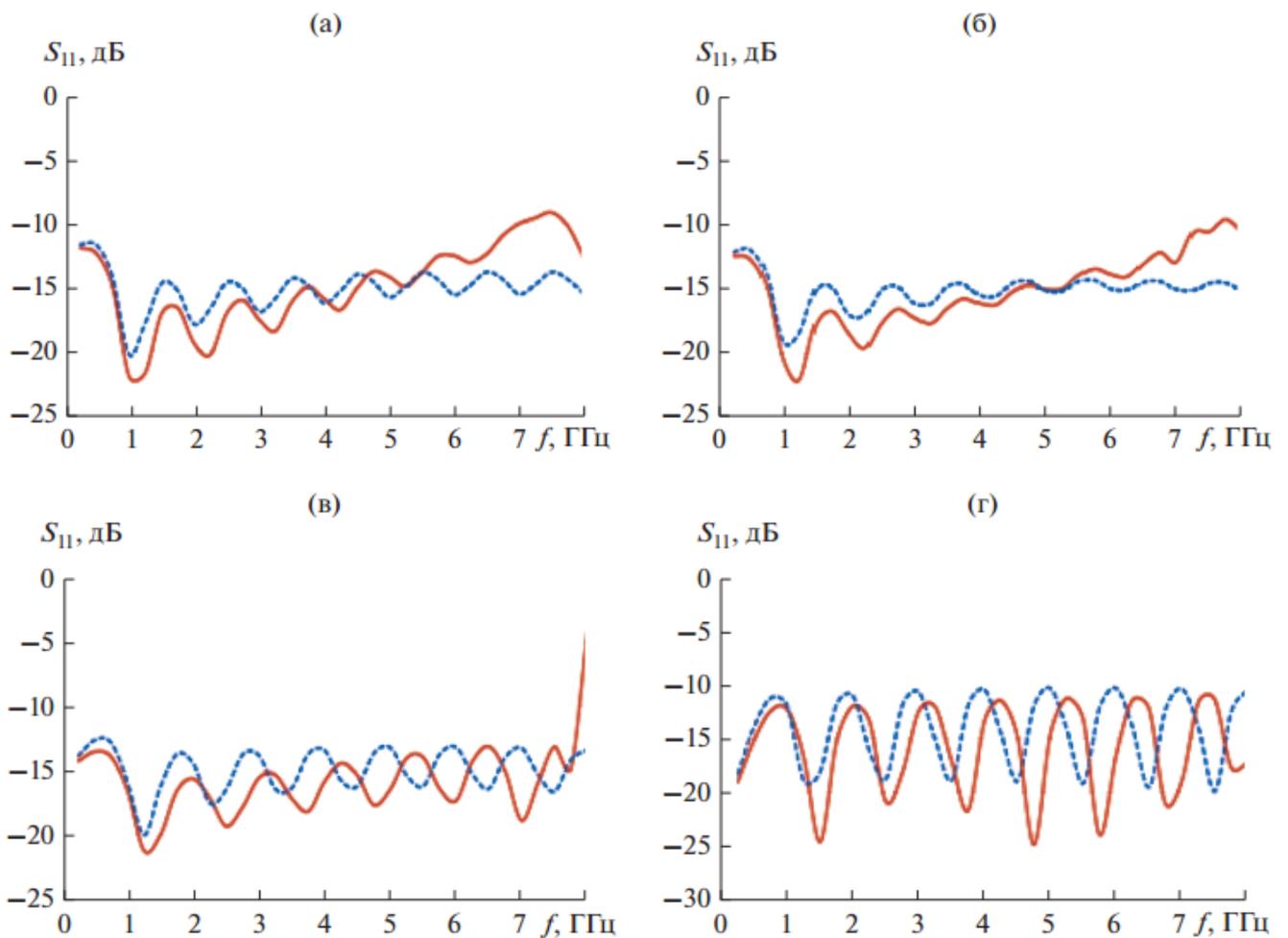


Рис. 1.15. Частотная зависимость коэффициента отражения сканирующей в E -плоскости бесконечной решетки без экрана

Видно, что приближенная модель дает лучшее согласование с точным электродинамическим расчетом в области низких частот. При повышении частоты расхождение между точными и приближенными результатами увеличивается, хотя в ряде случаев приближенная модель качественно верно описывает поведение коэффициента отражения. Следует отметить, что строго говоря, аналитическую модель можно использовать при периодах решетки $P_x = 20$, $P_y = 30$ и произвольных углах сканирования только на частотах меньших 5 ГГц, так как она построена в предположении отсутствия побочных дифракционных максимумов. Начиная с частоты 5 ГГц неравенство $P_y < \lambda / 2$ (λ - длина волны в свободном пространстве) не выполняется, и при определенных углах сканирования могут возникать отмеченные выше эффекты, нарушающие условия корректного применения приближенной модели. С учетом данного замечания, можно сделать вывод, что в указанных пределах приближенная модель достаточно хорошо описывает поведение коэффициента отражения. Особенно это относится к сканированию в E -плоскости.

Отметим также, что рост коэффициента отражения на высоких частотах (рис. 1.14г) можно связать с появлением побочного максимума излучения, возникающего при достаточно большом значении угла сканирования ($\theta = 45^\circ$).

Следует сказать, что решетки без экрана имеют высокий уровень заднего излучения, который отмечался в работах [18-20]. Отношение мощности, излученной вперед к мощности излучаемой назад для синфазной решетки близко к 6 дБ (рис. 1.1, 1.2). По этой причине представляет интерес анализ решетки с экраном, расположенный на расстоянии L_s от точки возбуждения структуры (рис. 1.13б). При этом экран вносит во входное сопротивление решетки реактивное сопротивление, которое зависит от частоты. Таким образом, структура становится принципиально частотно зависимой. При этом увеличение длины TEM -рупора не может расширить полосу согласования, так как она будет определяться не только параметрами плавного перехода от точки питания до свободного пространства, но и сопротивлением реактивного шлейфа длиной L_s (см. рис. 1.13б). Поэтому далее

была проведена оптимизация параметра L_s с целью минимизации нижней частоты согласования решетки.

На рис. 1.16, 1.17 представлены частотные зависимости коэффициента отражения бесконечной решетки с экраном и параметрами $P_x = 20$, $P_y = 30$, $w_{\min} = 0.5$, $w_{\max} = P_x$, $h_{\min} = 3$, $h_{\max} = P_y$, $L = 150$, $R_g = 75$ Ом, $L_s = 20$. На рисунках 1.16а – 1.16г приведены характеристики согласования соответственно для углов сканирования $\theta = 0, 15, 30, 45^\circ$ в H -плоскости, а на рис. 1.17 - для тех же углов сканирования в E -плоскости. Сплошные кривые рассчитаны при помощи МКЭ, а пунктирные по приближенной модели. Как видно на рисунках при небольших углах сканирования (15°) в обеих плоскостях характеристики согласования практически не меняются. При увеличении угла сканирования увеличивается нижняя частота согласования. Особенно заметно это изменение при сканировании в E -плоскости.

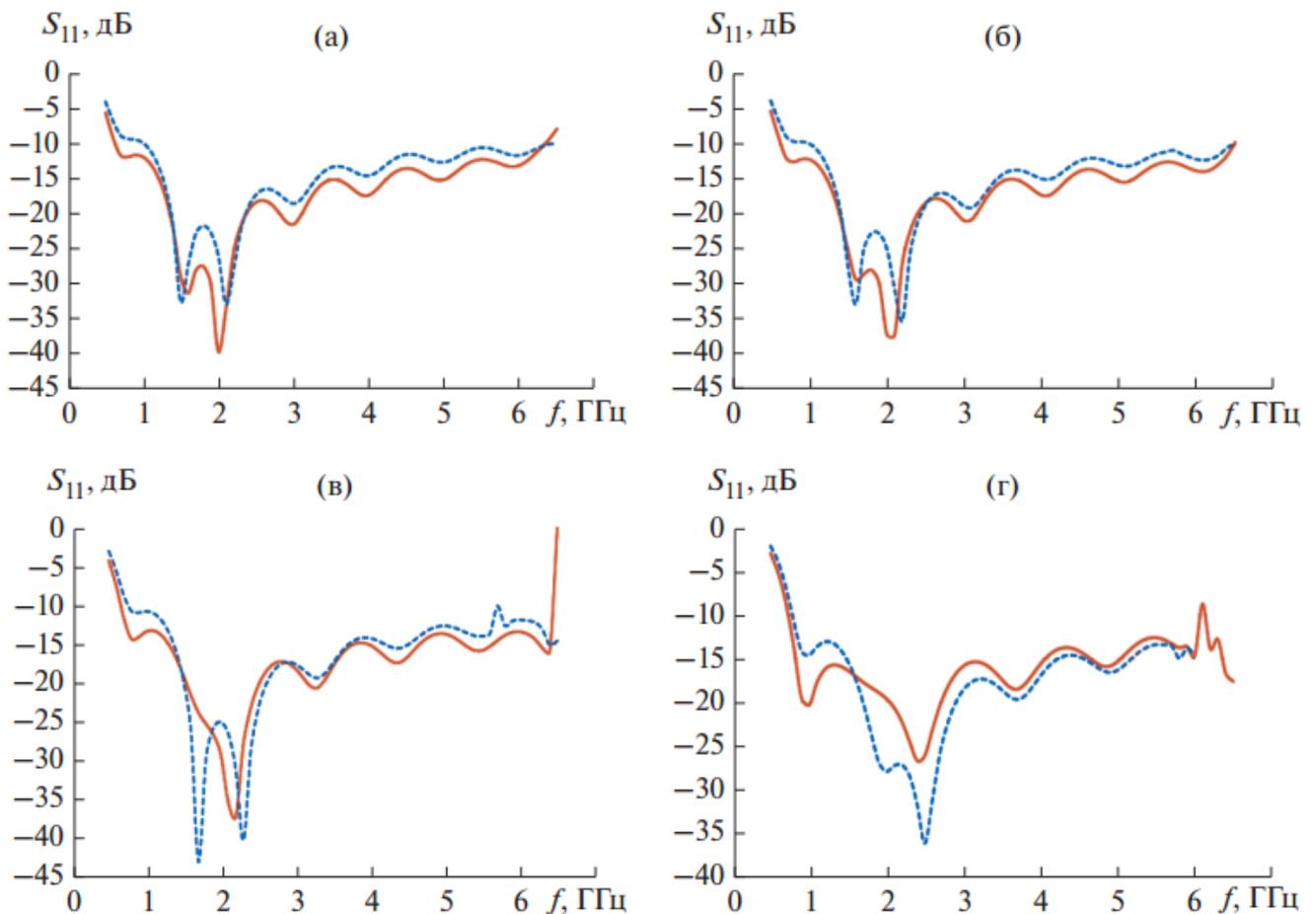


Рис. 1.16. Зависимость коэффициента отражения сканирующей в H -плоскости бесконечной решетки с экраном от частоты.

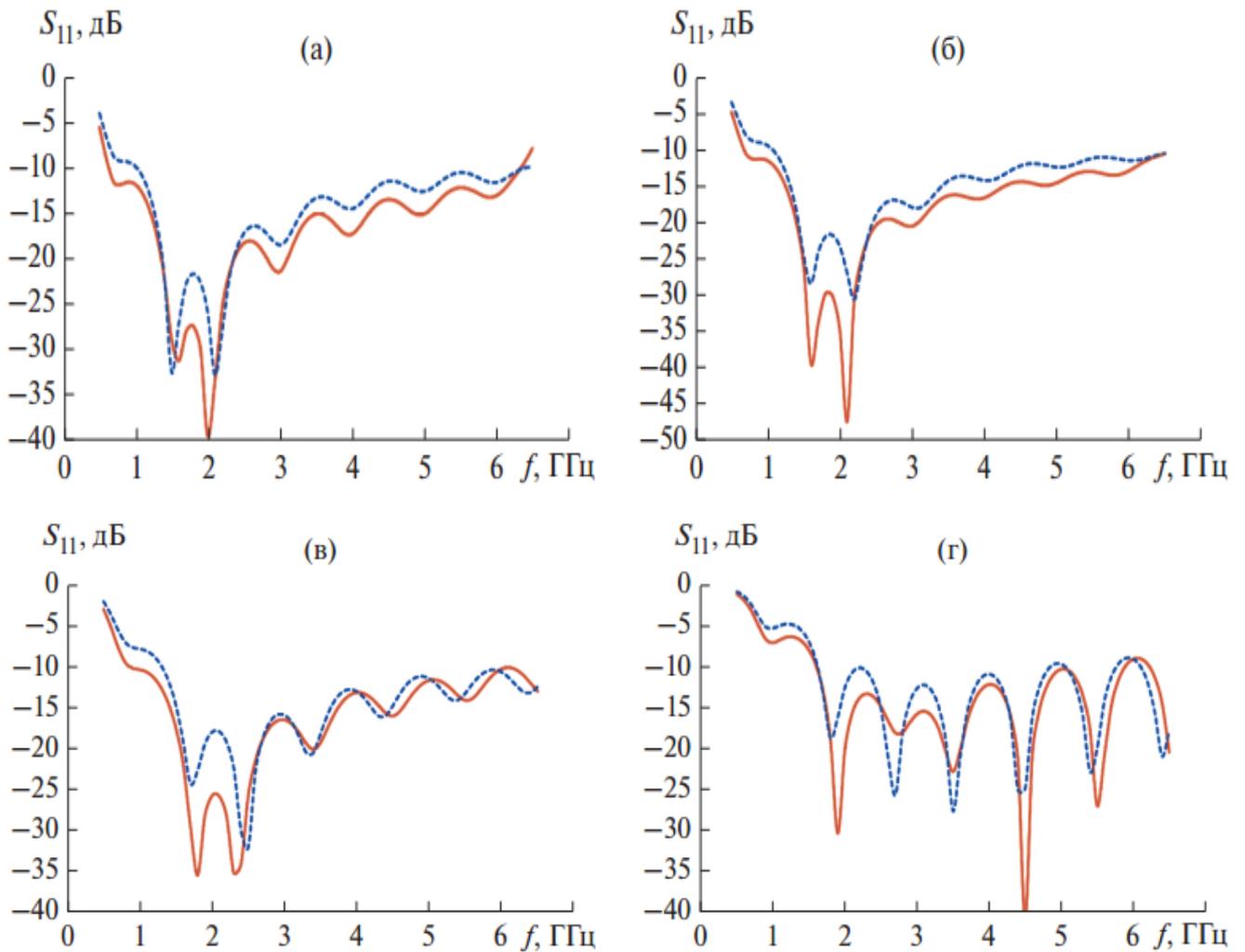


Рис. 1.17. Зависимость коэффициента отражения сканирующей в E -плоскости бесконечной решетки с экраном от частоты.

Можно отметить близость результатов, получаемых строгим и приближенным методами. Частотная зависимость коэффициента отражения имеет глубокий минимум в районе частоты 3 ГГц. На верхнем и нижнем краях рабочего диапазона коэффициент отражения возрастает. Если в качестве его допустимого значения взять уровень -10 дБ, то из рис. 1.16, 1.17 можно сделать вывод, что достижимое значение отношения верхней границы рабочего диапазона к нижней равно десяти.

Перейдем к рассмотрению характеристик решеток TEM -рупоров, имеющих конечное число элементов. Численно исследовались решетки с металлическим

экраном, состоящие из $6 \times 6 = 36$ и $12 \times 12 = 144$ элементов. Геометрические параметры *ТЕМ*-рупоров остались без изменения. Каждый канал решетки возбуждался при помощи сосредоточенного порта. Численно рассчитывалась полная матрица рассеяния решетки, состоящая из элементов $S_{n,m}$, $n, m = 1, \dots, N$, где N - число элементов решетки $N = 36, 144$. Мы предполагали, что структура возбуждается идеальным синфазным делителем мощности, имеющим согласованные и развязанные входы. В этом случае коэффициент отражения R по входу делителя мощности для синфазной решетки выражается через элементы матрицы рассеяния следующим образом:

$$R = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N S_{nm} \quad (1.27)$$

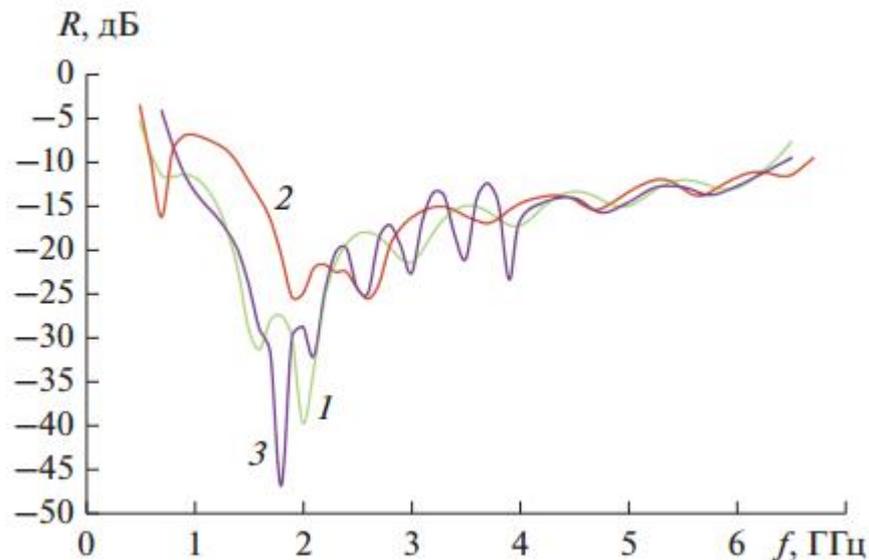


Рис. 1.18. Зависимости коэффициента отражения синфазной решетки с экраном от частоты

На рис. 1.18 показана частотная зависимость коэффициента отражения синфазной решетки. Кривая 1 получена для бесконечной решетки, кривая 2 – для решетки с числом элементов $N = 36$ и кривая 3 - с $N = 144$. Видно, что с увеличением числа элементов характеристики конечных решеток приближаются к их предельным значениям (10:1), соответствующим бесконечной решетке.

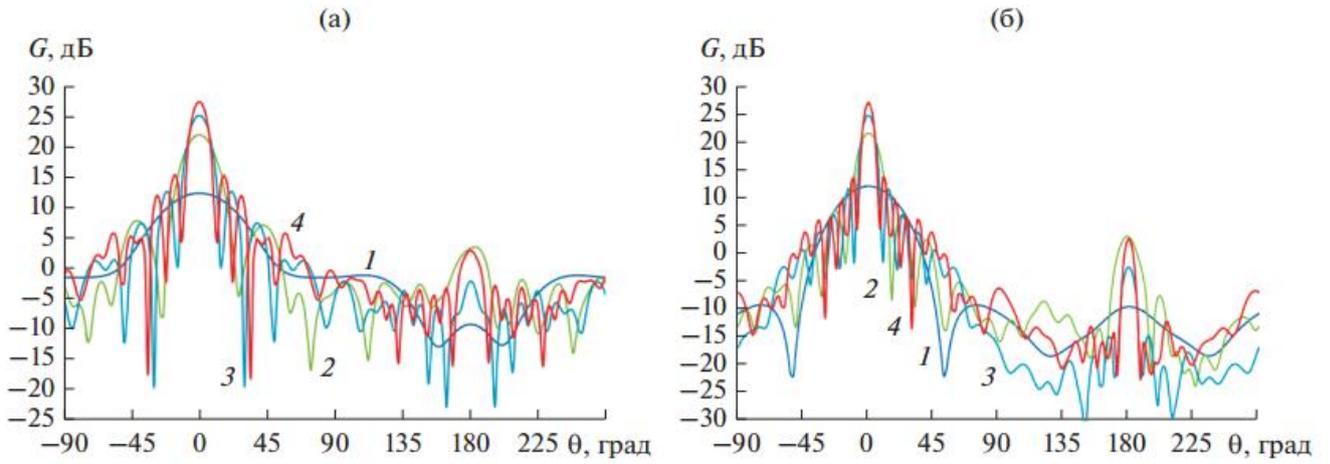


Рис. 1.19. Диаграммы направленности в E - (а) и H -плоскости (б) 144-элементной синфазной решетки с экраном.

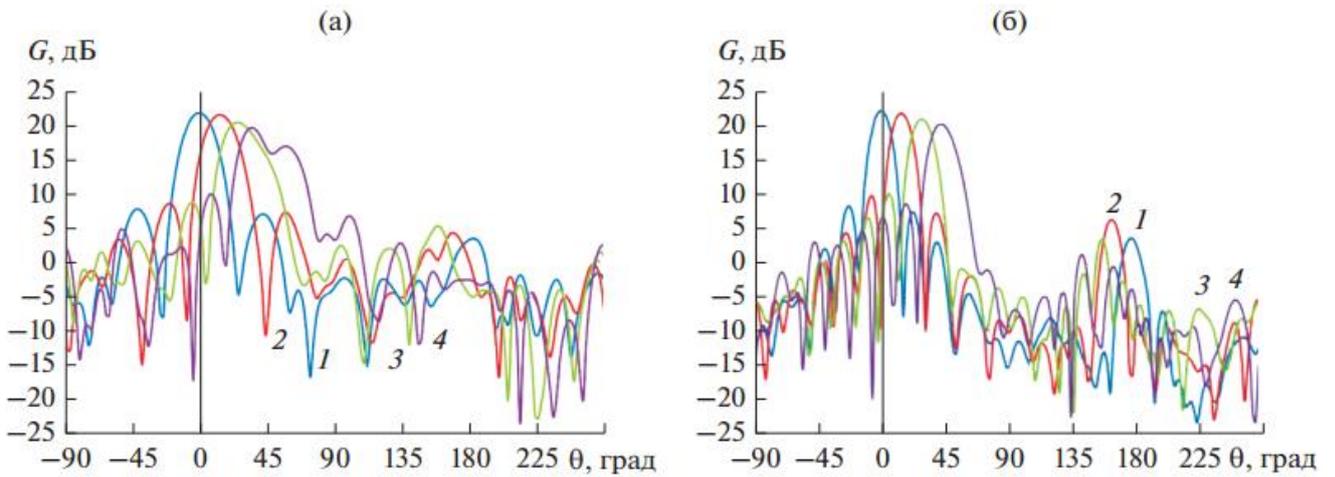


Рис. 1.20. Диаграммы направленности сканирующей в E - (а) и H -плоскости (б) 144-элементной решетки с экраном на частоте 3 ГГц.

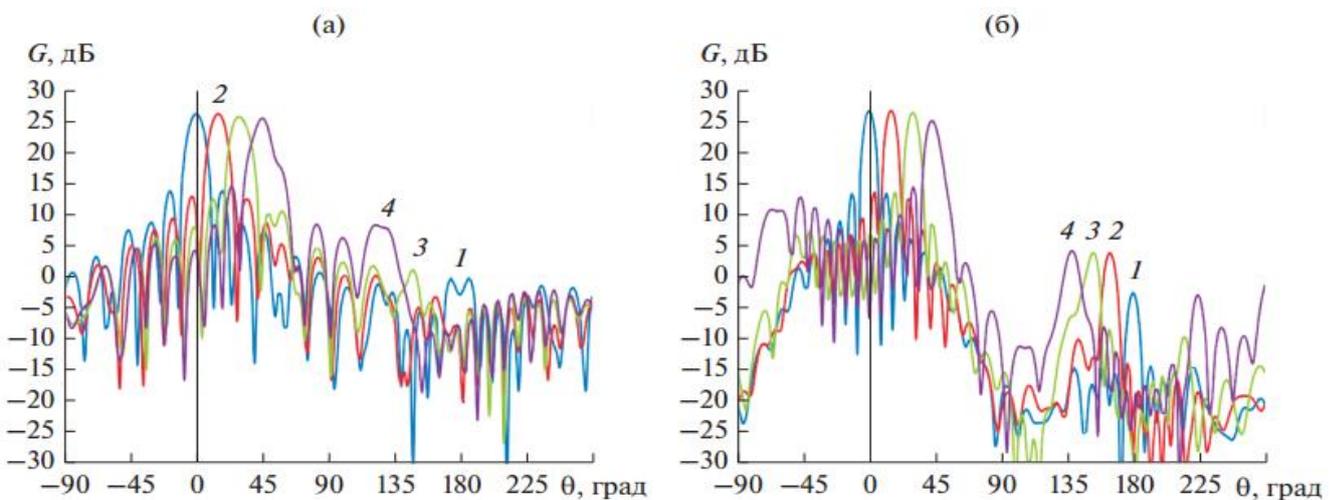


Рис. 1.21. Диаграммы направленности сканирующей в E - (а) и H -плоскости (б) 144-элементной решетки с экраном на частоте 6 ГГц.

На рис. 1.19 – 1.21 представлены диаграммы направленности (ДН) 144 элементной решетки. На рис. 1.19а и 1.19б кривыми 1, 2, 3, 4 на частотах 1, 3, 5, 6.5 ГГц, соответственно, показаны ДН в E и H - плоскостях в режиме синфазного возбуждения. Полученные в результате численных расчетов ДН соответствуют ДН синфазной апертуры с равномерным амплитудным распределением [29]. Относительный уровень заднего лепестка на высоких частотах – ниже 29 дБ.

На рис. 1.20, 1.21 показаны ДН этой решетки в режиме сканирования. Диаграммы на частоте 3 ГГц в E , H - плоскостях приведены на рис. 1.20а, 1.20б соответственно, а на рис. 1.21а, 1.21б - на частоте 6 ГГц. Кривые 1,2,3,4 на рис. 1.20-1.21 рассчитаны, соответственно, для углов сканирования $\theta = 0, 15, 30, 45^\circ$. На рисунках видно, что относительный уровень заднего излучения решеток в режиме сканирования возрастает, однако остается при этом достаточно низким (около 15 дБ).

Положительный и отрицательный знак угла θ на рис. 1.19а – 1.21а соответствуют $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$, а на рис. 1.19б – 1.21б соответствуют $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi = 270^\circ$.

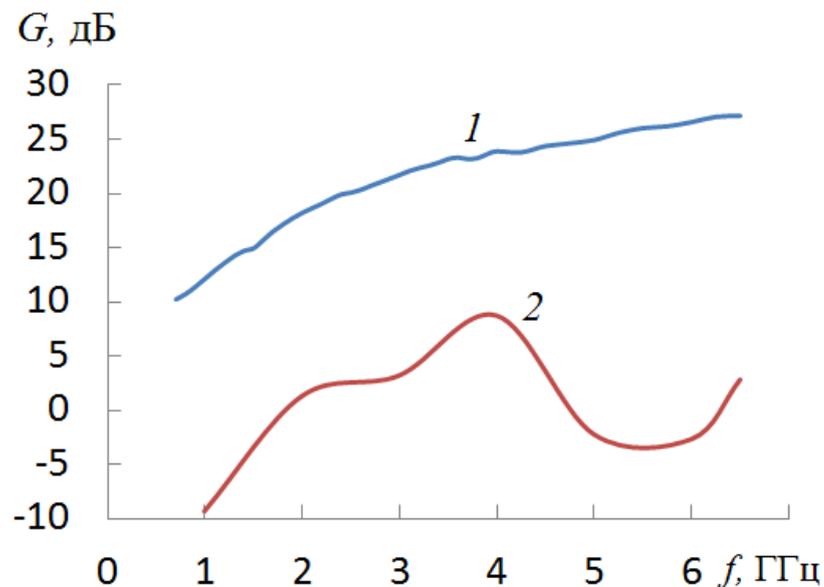


Рис. 1.22. Зависимость уровня излучения вперед (1) и назад (2) синфазной решетки 144 элементов с экраном от частоты

На рис. 1.22 показана зависимость уровня излучения вперед (кривая 1) и назад (кривая 2) от частоты синфазной решетки 144 *ТЕМ*-рупоров с экраном с использованием МКЭ. Видно, что использованием экрана позволили увеличить отношение вперед/назад для этой решетки до уровня 15 – 29 дБ.

ВЫВОДЫ

Представленные результаты исследования в первой главе показали, что решетки *ТЕМ*-рупоров с частичной металлизацией межрупорного пространства и экраном позволяют обеспечить диапазон рабочих частот 10:1 при низком уровне заднего излучения. Этот вывод подтверждается как результатами расчетов бесконечных решеток, так и решеток больших, но конечных размеров. Важно отметить, что диапазон рабочих частот сохраняется не только в режиме синфазного возбуждения, но и при отклонении главного лепестка ДН в обеих плоскостях на относительно небольшие углы (15°).

Отметим, что, возбуждая отдельные кластеры в решетках, число элементов которых зависит от частоты, можно обеспечить эффективное облучение фокусирующих элементов СШП многолучевых антенн при сохранении уровня пересечения лучей.

ГЛАВА 2. ПЛОСКАЯ СВЕРХДИАПАЗОННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С СИСТЕМОЙ ПИТАНИЯ

В работах [18-20, 30, 31] исследованы СШП антенные решетки *ТЕМ*-рупоров без экрана. Их существенным недостатком является большое заднее излучение.

В работах [11-16, 32-35] исследованы плоские двумерно-периодические антенные решетки с экраном.

В работах [11-16] исследованы цифровые двух-поляризационные антенные решетки элементов в виде неоднородной щелевой линии. В синфазном режиме полоса согласования решетки из 64 элементов [11] составила 12:1, а при сканировании в секторе 90° - сужается до 8:1. Полоса согласования решетки из 64 элементов [12] 9:1, а при сканировании в секторе 60° - сужается до 7:1.

В работе [32] исследованы бесконечная и конечная (144 элемента) двумерно-периодическая решетка *ТЕМ*-рупоров с металлизацией межрупорного пространства и полосой согласования в синфазном режиме 10:1. При сканировании в секторе 90° в *H* – плоскости полоса согласования бесконечной решетки составила 10:1, а при сканировании в *E* – плоскости – 5:1.

В работах [33-35] исследована двух- поляризационная решетка из 576 (24x24) проводников квадратного переменного поперечного сечения. Полоса согласования в синфазном режиме и при сканировании в секторе 90° в *H* – плоскости составила – 34:1, а при сканировании в *E* – плоскости 15:1.

Отметим, что в указанных работах исследовалось согласование только полотна решетки (при отсутствии системы питания). В данной главе проведем исследование антенной решетки с системой питания.

2.1. АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С СИСТЕМОЙ ПИТАНИЯ.

Функциональная схема антенной решетки с системой питания представлена на рис. 2.1. Система питания решетки в общем случае содержит два делителя

мощности (с последовательным делением на основе 50-омной коаксиальной линии и с параллельным делением на основе двухпроводной симметричной полосковой линии) и управляемые линии задержки.



Рис. 2.1. Функциональная схема антенной решетки с системой питания

Для упрощения изготовления экспериментального образца использовалась схема «антенна на граунде», что позволило в два раза уменьшить число элементов в решетке. На рис. 2.2а, б показаны, соответственно, элемент и модель 64-элементной решетки (32 элементная решетка над бесконечным экраном). На рис. 2.2в приведена фотография экспериментального образца 32 элементной антенной решетки *ТЕМ*-рупоров (4x8) с металлизацией межрупорного пространства и системой питания в измерительной камере. Решетка расположена над граундом размером 1500x700 мм. Элемент решетки имеет следующие параметры: входной импеданс $Z_{вход} = 100 \text{ Ом}$, длина $L = 100 \text{ мм}$, входная толщина $W = 1 \text{ мм}$. Период решетки в H -плоскости $P_x = 30 \text{ мм}$, а в E -плоскости $P_y = 20 \text{ мм}$. С задней стороны решетки на расстоянии 170 мм от входа *ТЕМ*-рупоров расположен металлический экран размером 300x100 мм.

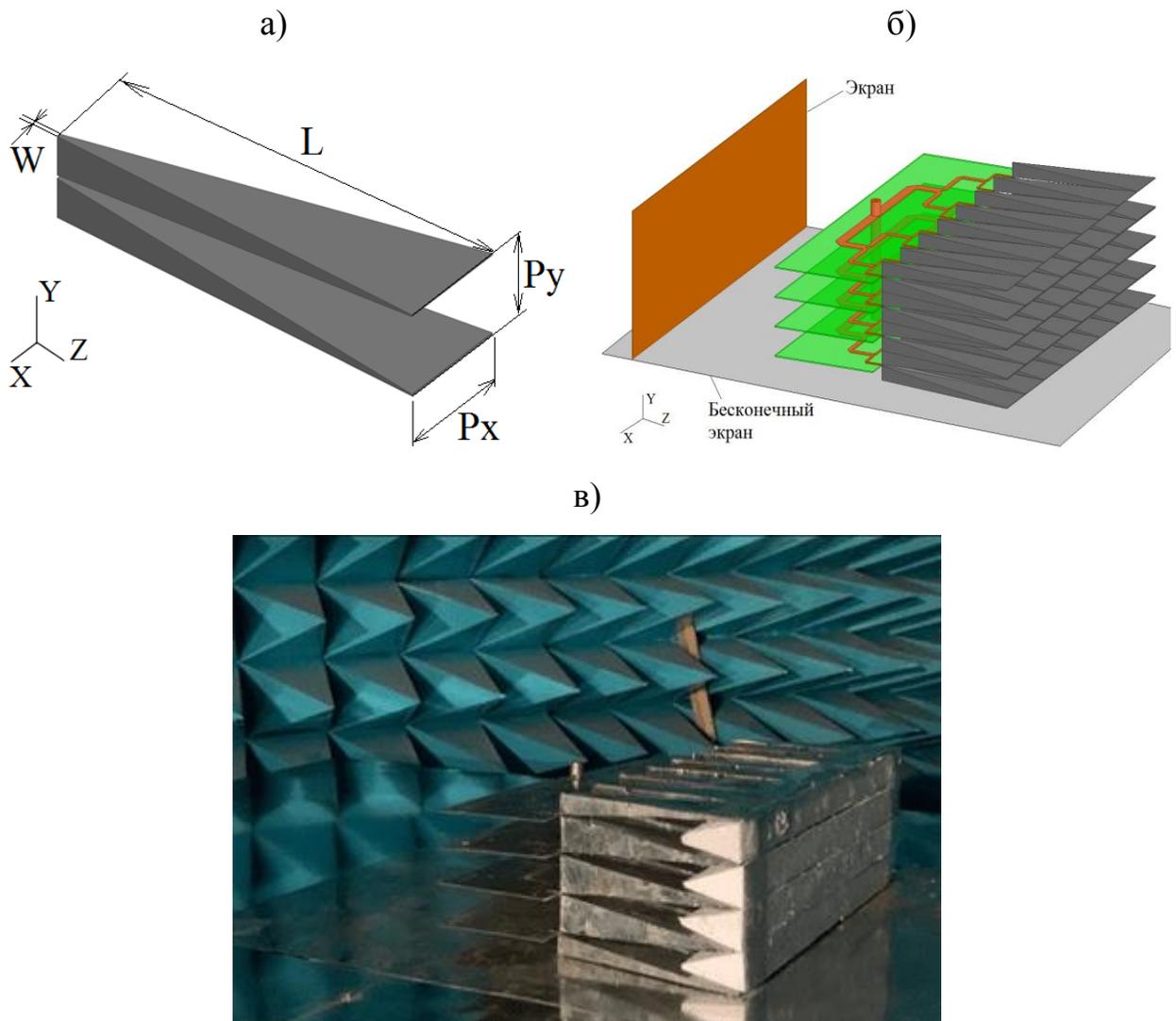


Рис. 2.2. Антенная решетка с системой питания

2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ

Модель многоканального делителя мощности и экспериментальный образец показаны на рис. 2.3а, б, соответственно. Делитель мощности на коаксиальной линии имеет 50-омный вход и четыре 12.5-омных выхода. Каждый выход делителя мощности на коаксиальной линии соединен с входом восьмиканального делителя мощности на симметричной двухпроводной полосковой линии. В итоге система делителей мощности имеет 32 выхода с волновым сопротивлением 100 Ом. Для реализации режима сканирования в модели системы питания между выходами

полоскового делителя и излучателями решетки расположены управляемые линии задержки

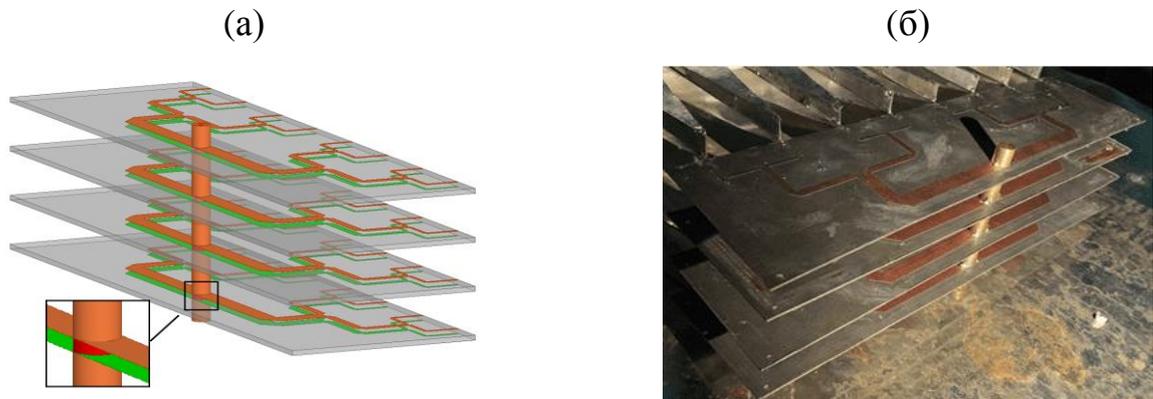


Рис. 2.3. Система питания антенной решетки

Продольное сечение четырехканального делителя мощности на коаксиальной линии и его экспериментальный образец приведены на рис. 2.4а, б, соответственно. Четырехканальный делитель содержит четыре выхода (2, 3, 4, 5) с волновыми сопротивлениями 12.5 Ом, которые обеспечивают равномерное синфазное деление мощности на выходе с коэффициентом передачи -6 дБ в каждом канале (без учета тепловых потерь).

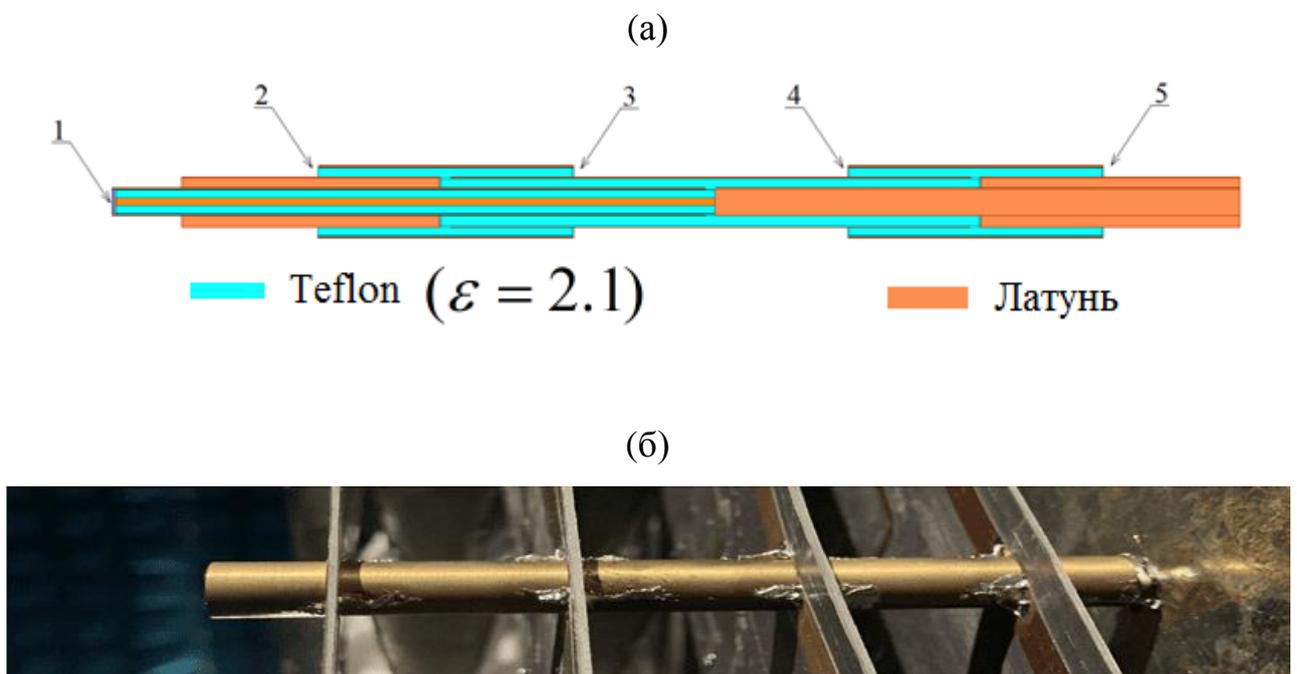


Рис. 2.4. Делитель мощности на коаксиальной линии

Каждый из четырех восьмиканальных делителей мощности имеет вход (1) с волновым сопротивлением 12.5 Ом, выходы (2-9) с волновыми сопротивлениями 100 Ом, которые обеспечивают равномерное синфазное деление мощности на выходе с коэффициентом передачи -9 дБ (без учета тепловых потерь). Конструкция печатной платы делителя и фото ее экспериментального образца показаны на рис. 2.5а, б, соответственно.

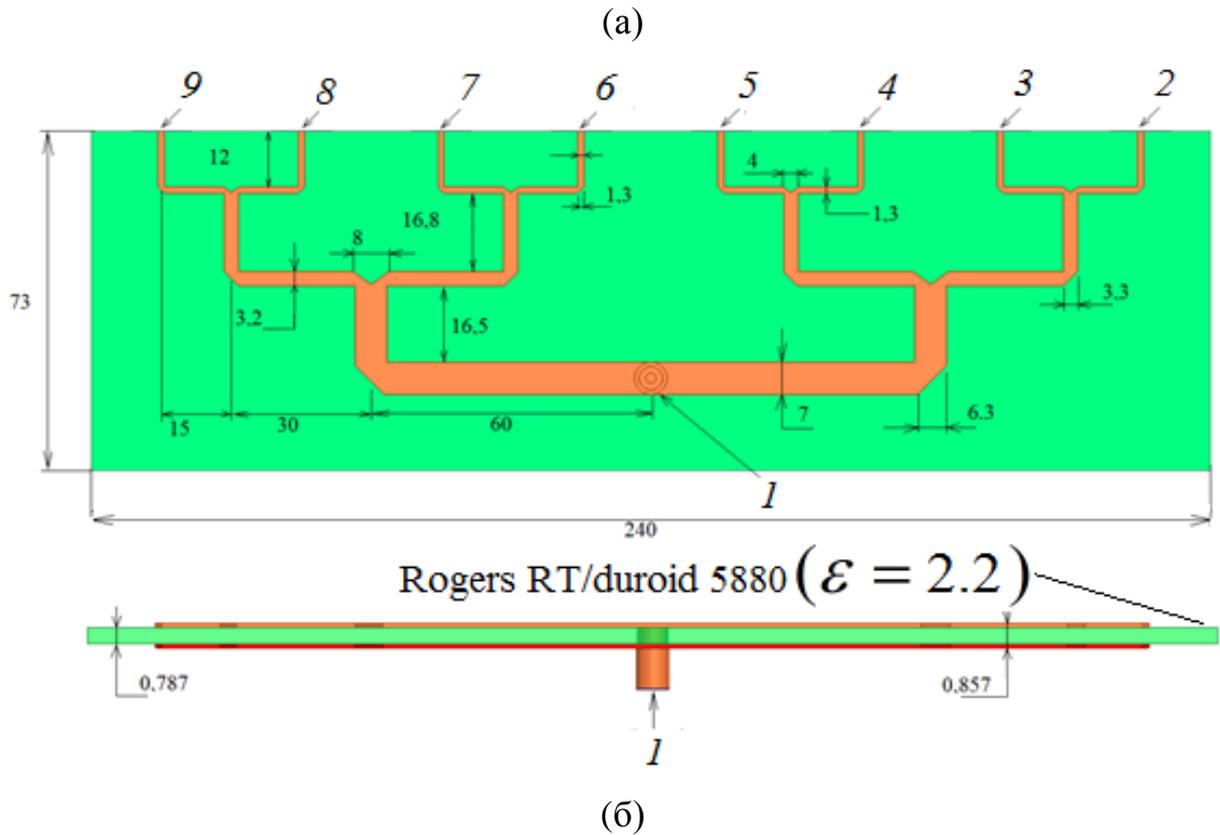


Рис. 2.5. Делитель мощности на полосковой линии

Результаты расчета частотных зависимостей коэффициентов отражения четырехканального и восьмиканального делителя с использованием МКЭ (здесь и далее сплошные линии) и МКРВО (здесь и далее штриховые линии) показаны на рис. 2.6. Видно, что в полосе частот от 0.3 до 7 ГГц коэффициент отражения каждого из делителей ниже -25 дБ.

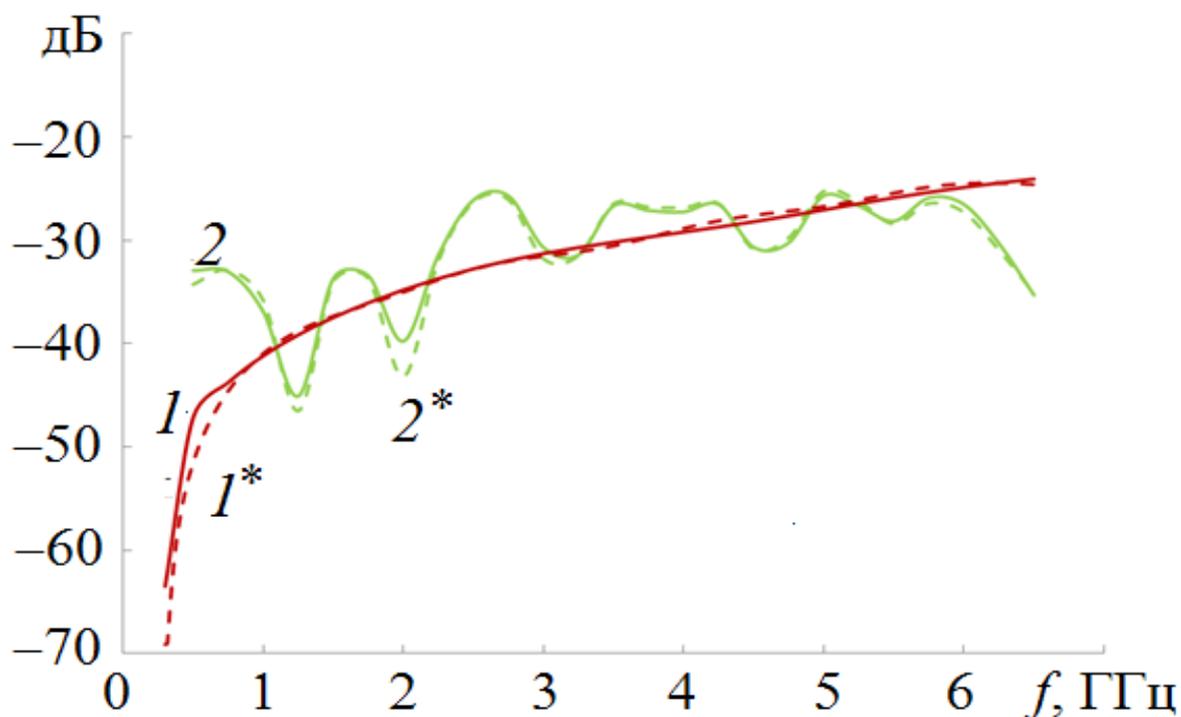
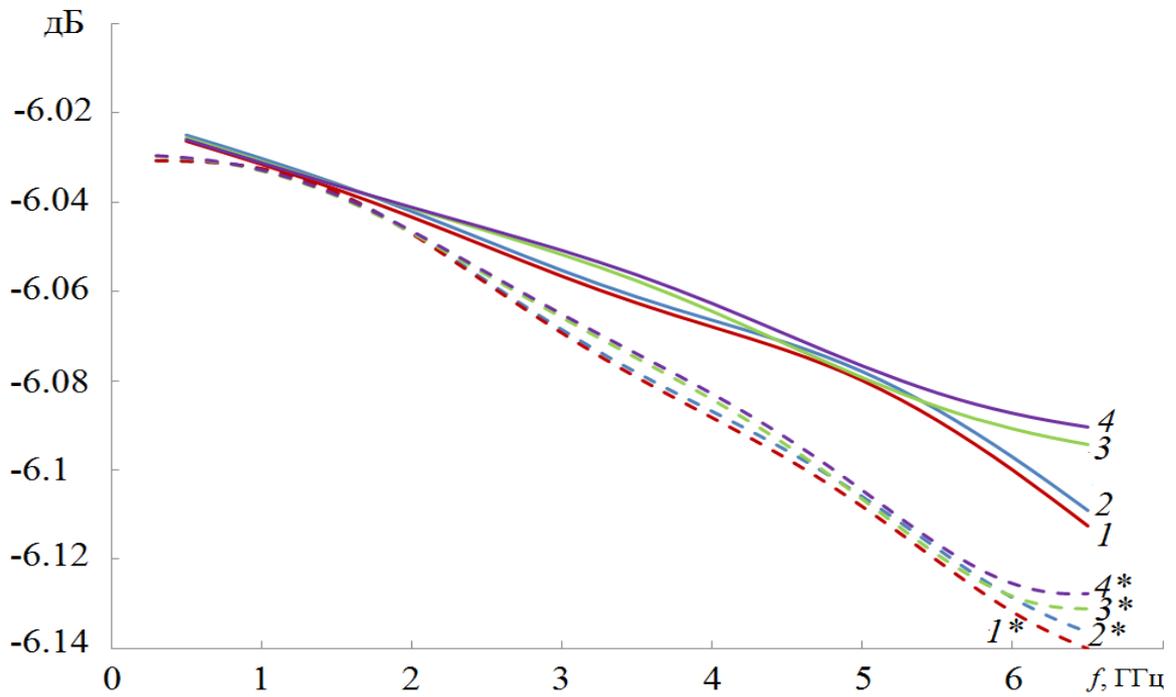


Рис. 2.6. Зависимости коэффициентов отражения делителей мощности от частоты (кривые 1, 1* – 4-х канальный делитель, 2, 2* – 8-и канальный делитель)

Зависимости модулей коэффициентов передачи делителей мощности на коаксиальной и полосковой линиях от частоты показаны на рис. 2.7а,б, соответственно, а фазы коэффициентов передачи относительно фазы на выходе 2 – для четырехканального и на выходах 2, 9 – для восьмиканального делителя – на рис. 2.8а, б, соответственно.

(а) кривые 1, 1* – выход 2; кривые 2, 2* – выход 3; кривые 3, 3* – выход 4;
кривые 4, 4* – выход 5.



(б) кривые 1, 1* – выходы 2(9); кривые 2, 2* – выходы 3(8); кривые 3, 3* –
выходы 4(7); кривые 4, 4* – выходы 5(6).

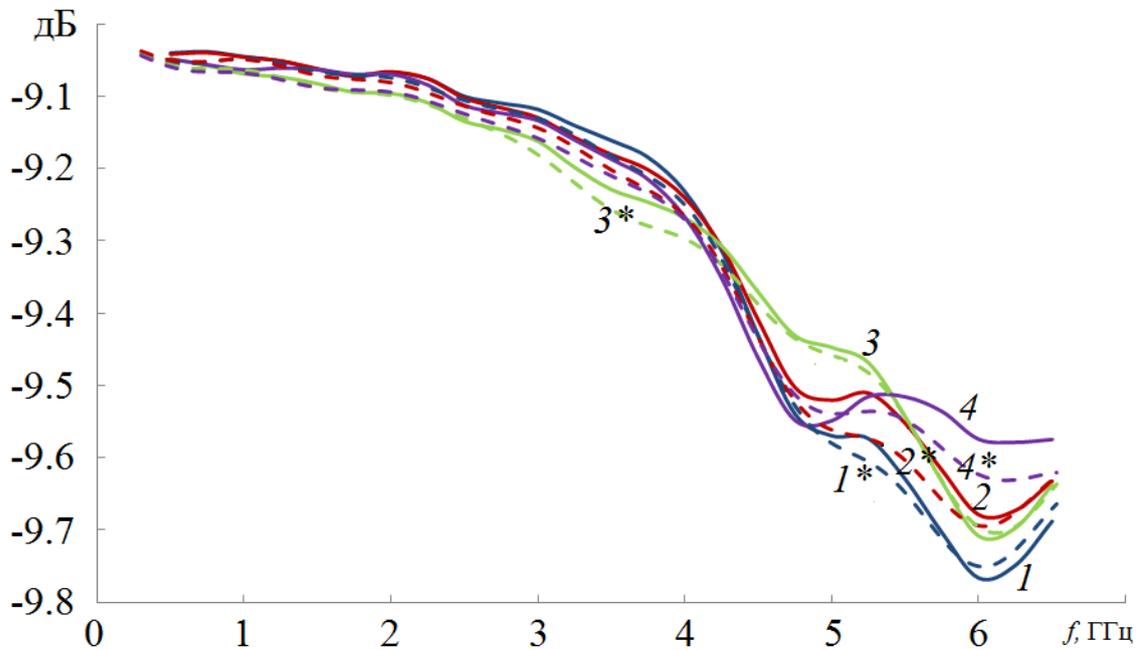
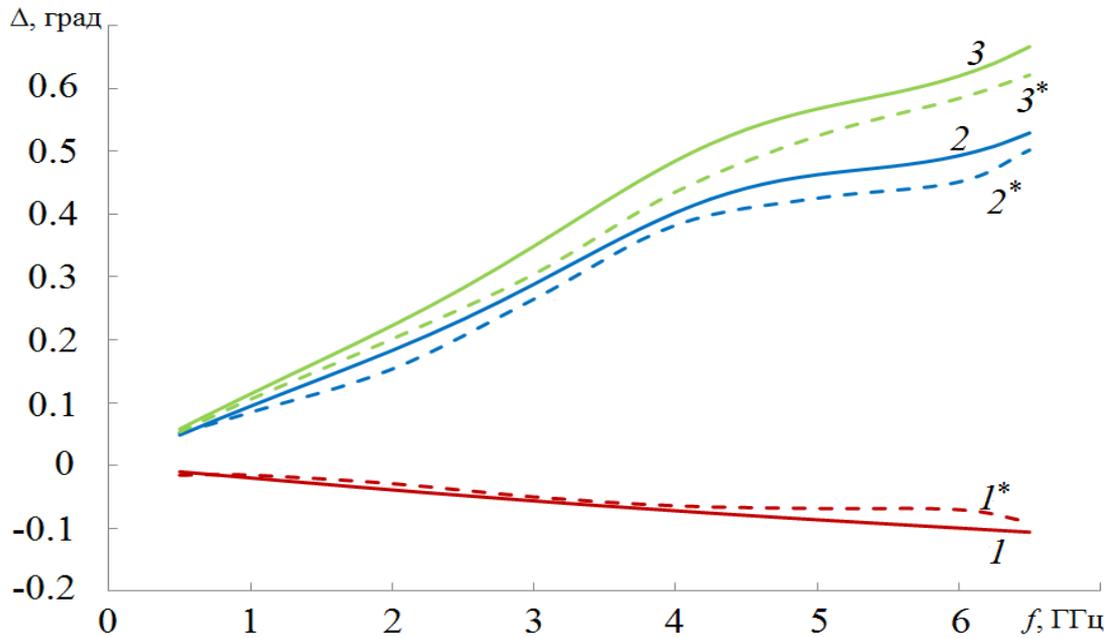


Рис. 2.7. Зависимости модулей коэффициентов передачи делителей мощности от частоты

(а) кривые $1, 1^*$ – выход 3; кривые $2, 2^*$ – выход 4; кривые $3, 3^*$ – выход 5.



(б) кривые $1, 1^*$ – выход 3(8); кривые $2, 2^*$ – выход 4(7); кривые $3, 3^*$ – выход 5(6).

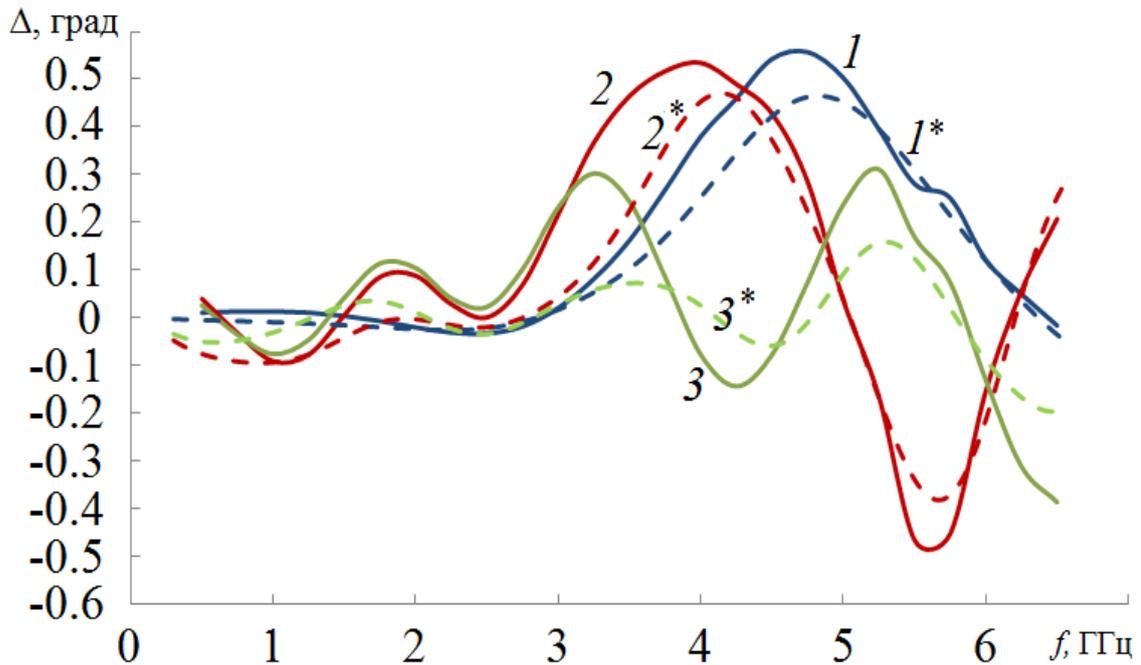


Рис. 2.8. Зависимости фаз коэффициентов передачи делителей мощности от частоты

На рисунках видно, что каждый из делителей обеспечивает неравномерность распределения мощности на выходах не более 0.2 дБ, фазы – не более 1 градуса.

Тепловые потери в коаксиальном делителе – не более 0.13 дБ, а в полосковом – не более 0.77 дБ, т.е. суммарные потери в системе питания – не более 0.9 дБ. Потери в линиях задержки при моделировании не учитывались.

2.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С СИСТЕМОЙ ПИТАНИЯ

Далее было проведено исследование характеристик антенной решетки с системой питания. На рис. 2.9 сплошной линией представлена зависимость коэффициента отражения 64-элементной синфазной антенной решетки от частоты, рассчитанная с использованием МКЭ, штриховой – с использованием МКРВО. Пунктирной линией на рисунке показана аналогичная зависимость для модели экспериментального образца, рассчитанная с использованием МКЭ, а штрих - пунктирной линией приведены результаты измерений экспериментального образца решетки (рис. 2.2). Видно, что по уровню -10 дБ решетка согласована в полосе частот 0.35 - 6.6 ГГц (19:1), при этом результаты расчета моделей различными методами достаточно близки как между собой, так и к результатам измерений экспериментального образца.

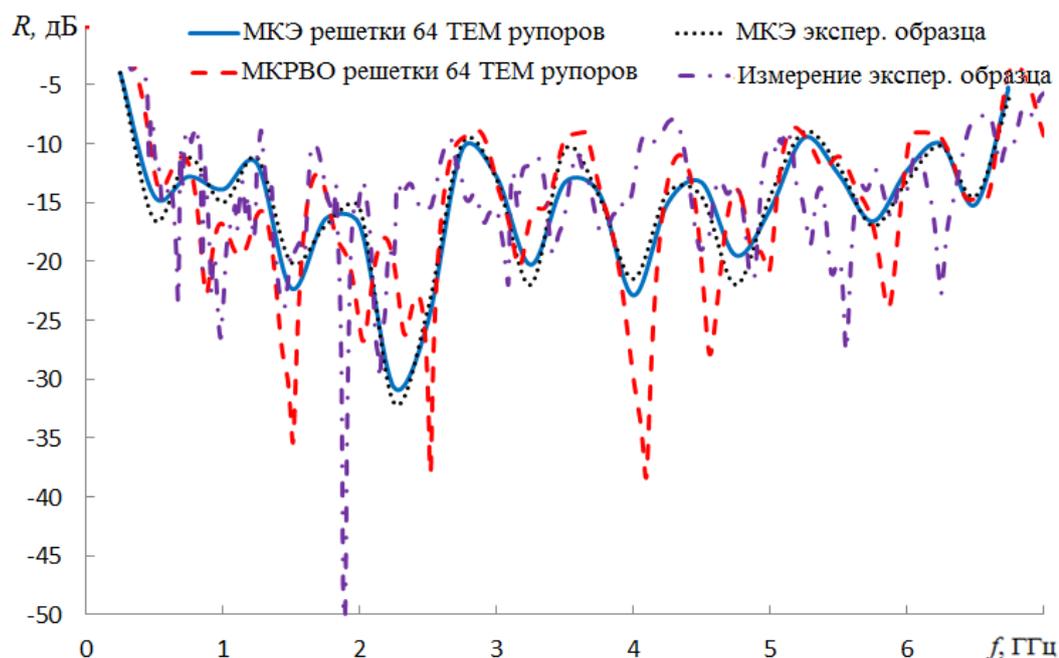


Рис. 2.9. Зависимость коэффициента отражения синфазной решетки от частоты

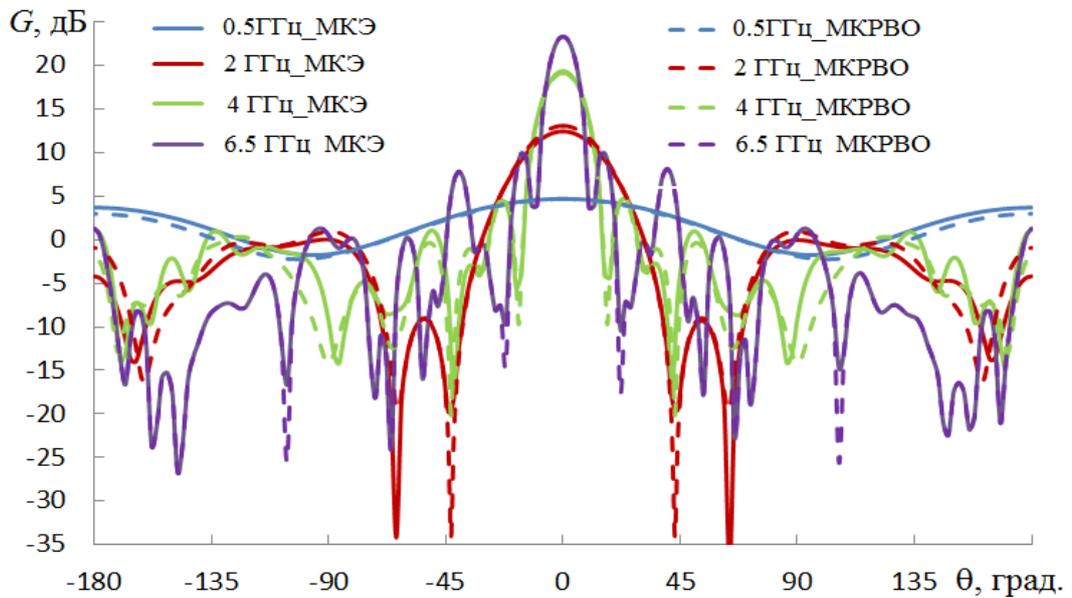
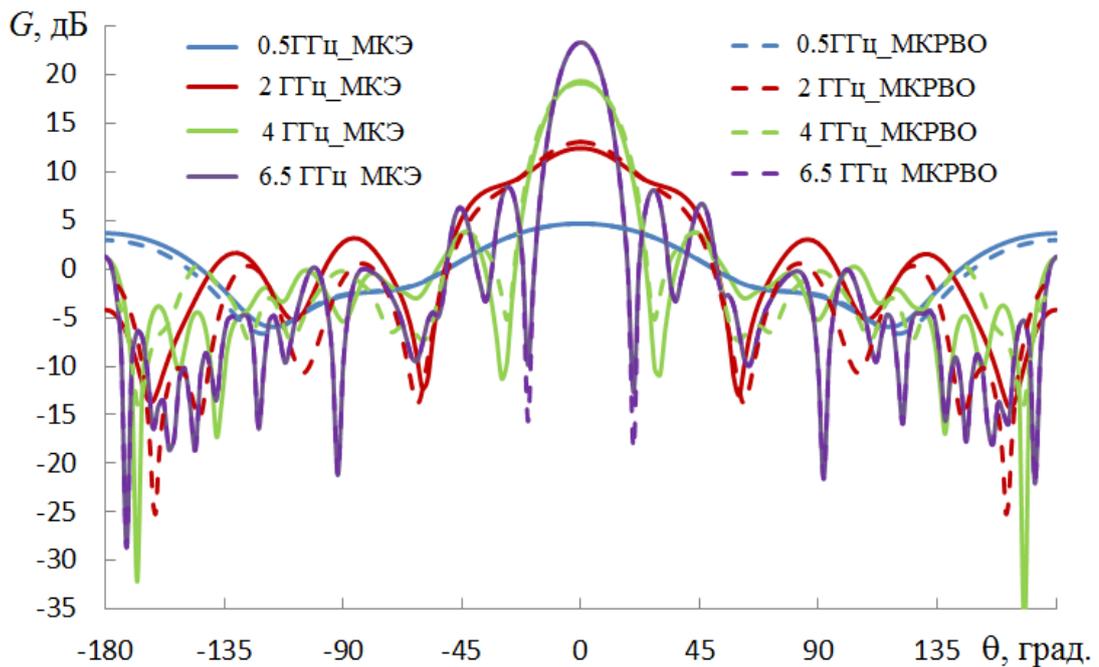
(а) H - плоскость(б) E - плоскость

Рис. 2.10. ДН синфазной антенной решетки на разных частотах

На рис. 2.10а, б показаны диаграммы направленности (ДН) синфазной антенной решетки в H - и E - плоскости, соответственно, рассчитанные с использованием МКЭ и МКРВО на четырех частотах. Видно, что коэффициент усиления монотонно растет с увеличением частоты, при этом на средних и высоких

частотах относительный уровень первого бокового в H - плоскости меняется от -12 до -13 дБ, а в E - плоскости – от -10 до -16 дБ, соответственно. Уровень заднего лепестка меняется от -10 до - 23 дБ. В нижней части полосы рабочих частот усиление мало (менее 5 дБ), а отношение усиления вперед-назад стремится к единице.

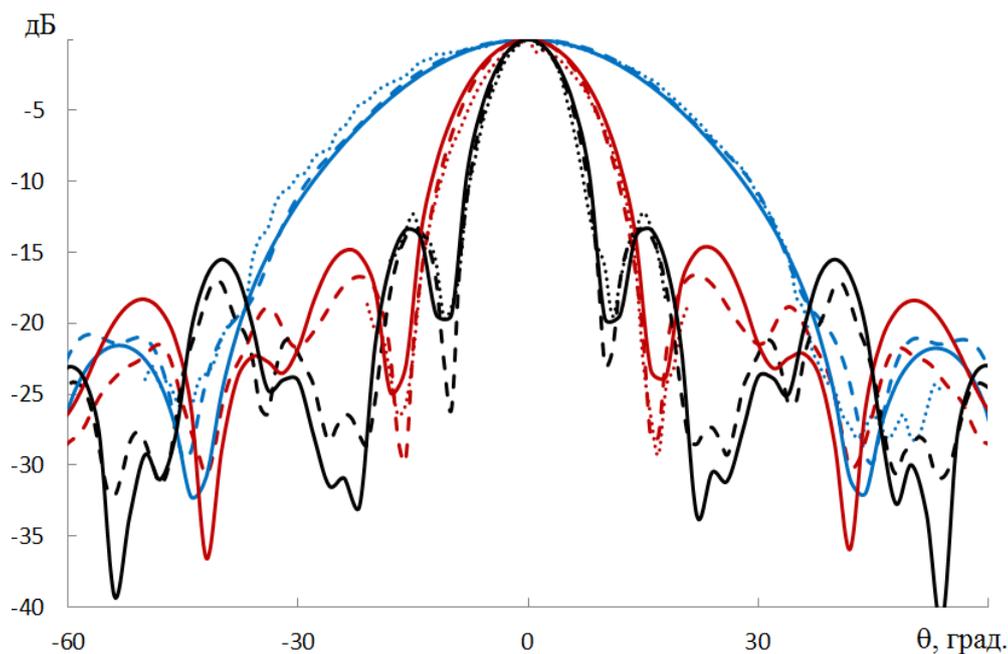


Рис. 2.11. ДН синфазной антенной решетки в H - плоскости (синие линии – 2 ГГц, красные – 4 ГГц, черные – 6.5 ГГц)

На рис. 2.11 сплошной кривой приведены результаты расчета ДН в H -плоскости синфазной 64- элементной антенной решетки на трех частотах. Штриховой линией и пунктиром приведены результаты, соответственно, моделирования с использованием МКЭ и измерений ДН экспериментального образца 32 –элементной синфазной антенной решетки. Как видно на рисунке все кривые практически совпадают в области главного лепестка, а штриховая и пунктирная линии - и в области бокового излучения. В области максимумов бокового излучения отличие сплошной кривой – 2-3 дБ, в области минимумов – до 5 дБ.

На рис. 2.12, 2.13 показаны зависимости коэффициента отражения от частоты при сканировании в H - и E - плоскости, соответственно. При моделировании характеристик сканирования в H - плоскости с целью уменьшения объема задачи в 2 раза использовалась модель решетки 32 элементов (8×4) над бесконечным идеально-проводящем граундом. На рисунке видно, что при сканировании в секторе 90° полоса согласования более 1:20. При сканировании в E - плоскости для уменьшения числа элементов решетки (в H - плоскости) в два раза использовалась магнитная плоскость, решетка в E - плоскости разбивалась на две подрешетки с отдельными входами портами, а коэффициент отражения находился по формуле (2.1), где S_{nm} - элементы матрицы эквивалентного четырехполюсника.

$$R = \frac{1}{2} \cdot \sum_{n=1}^2 \sum_{m=1}^2 S_{nm} \quad (2.1)$$

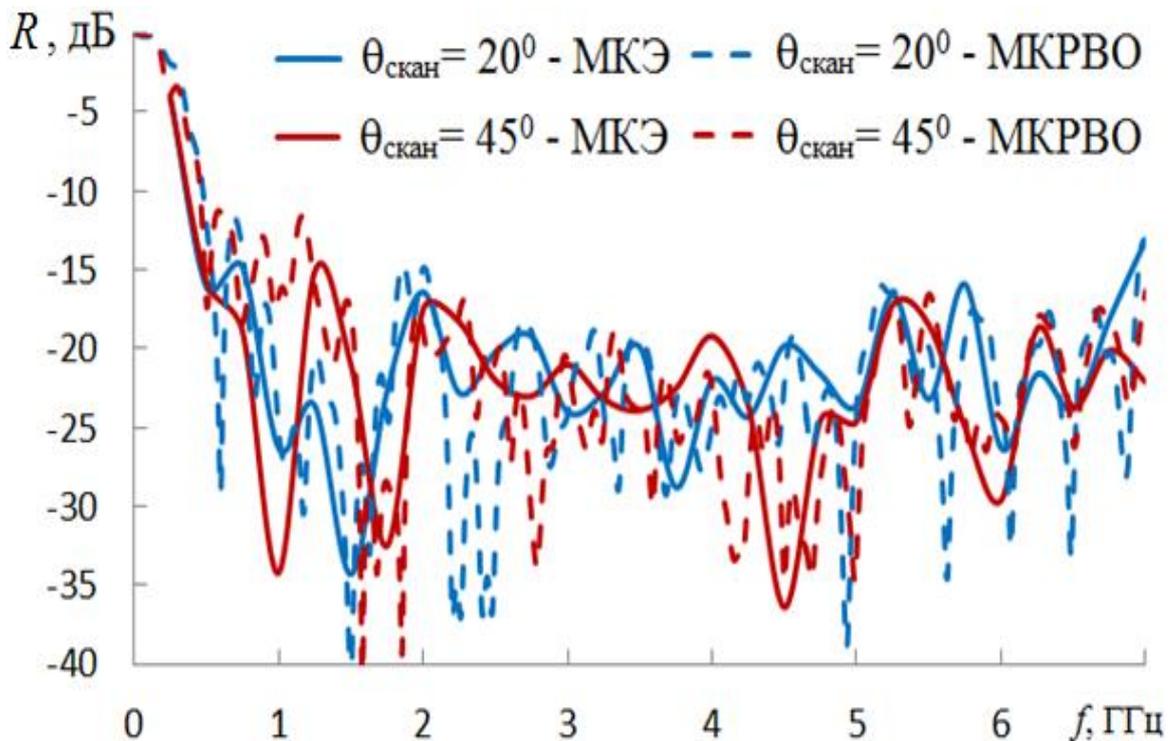


Рис. 2.12. Зависимость коэффициента отражения от частоты решетки сканирующей в H - плоскости.

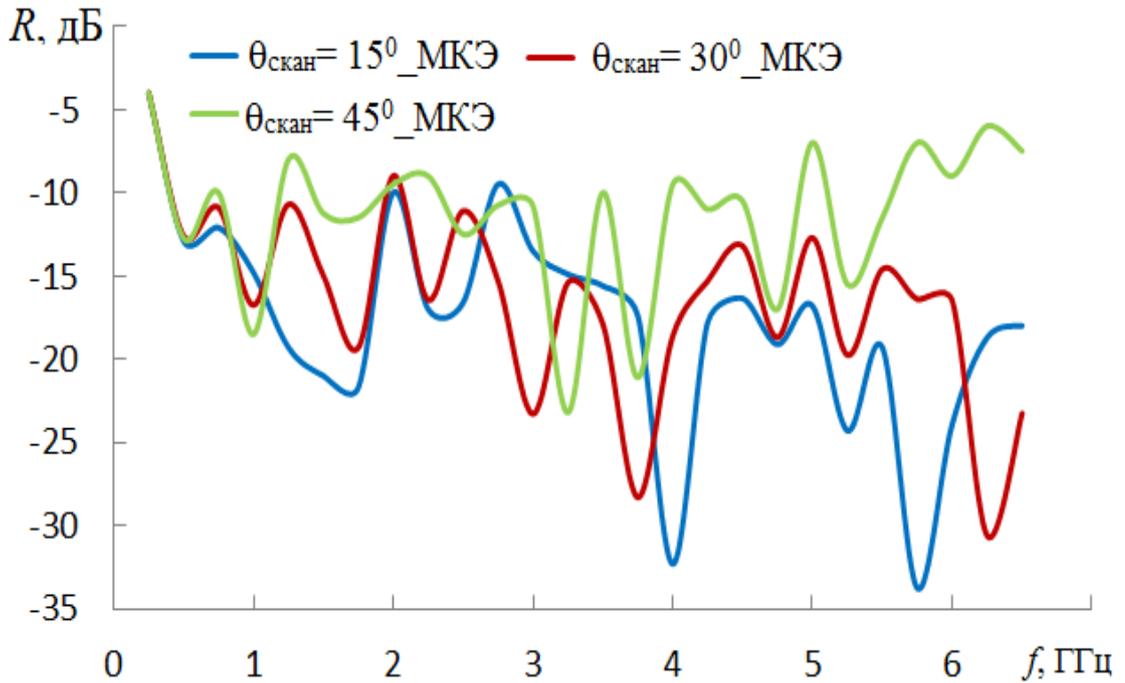
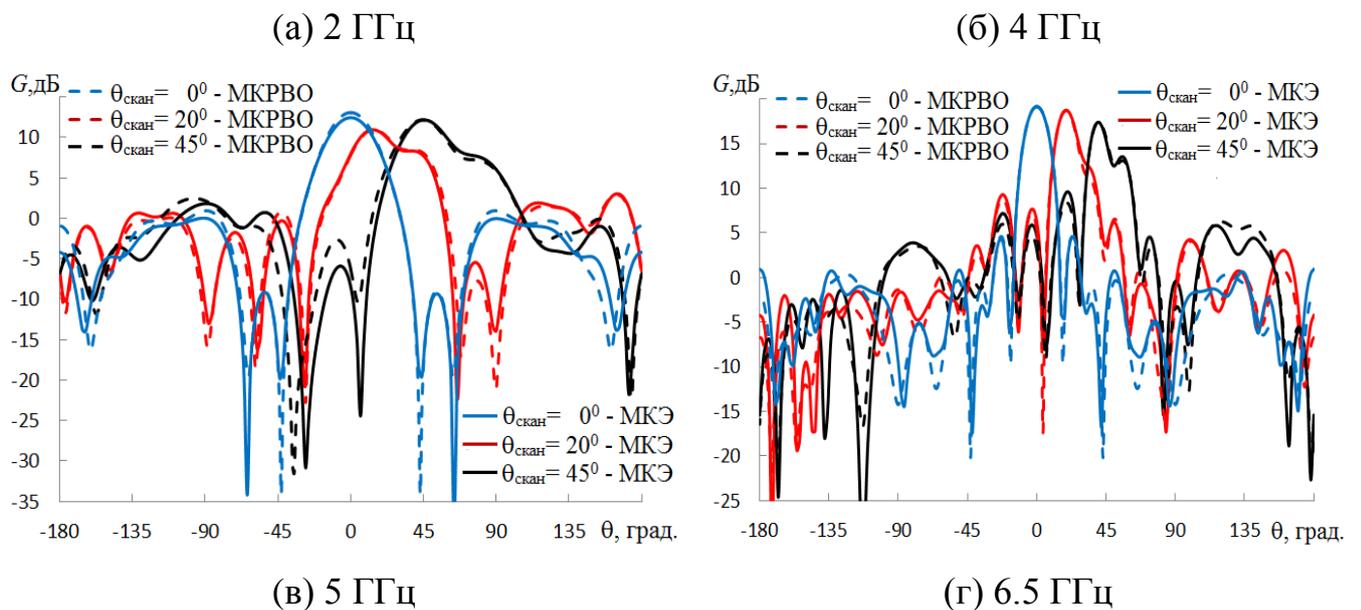
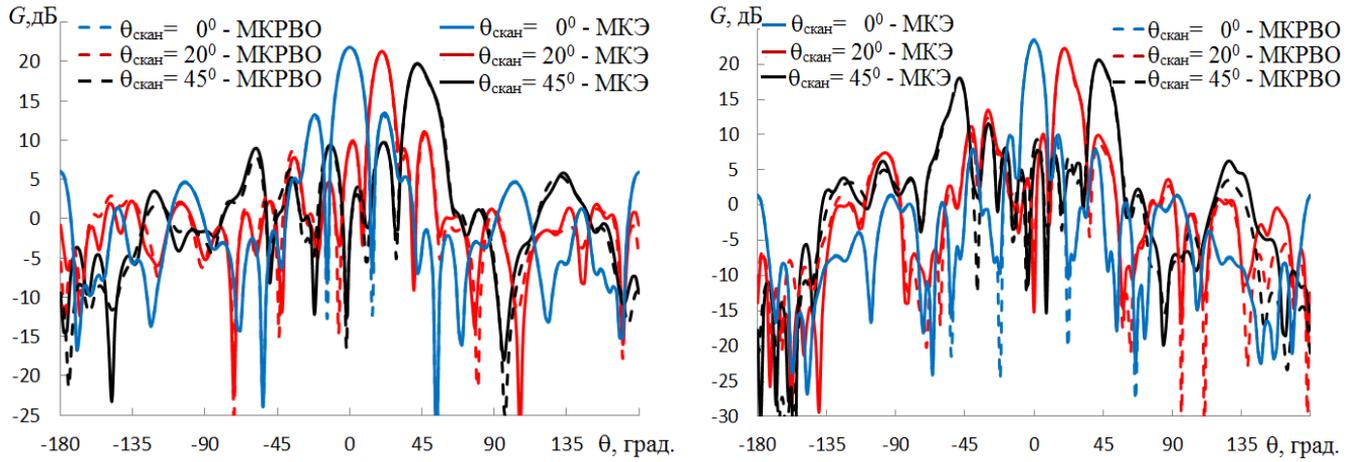
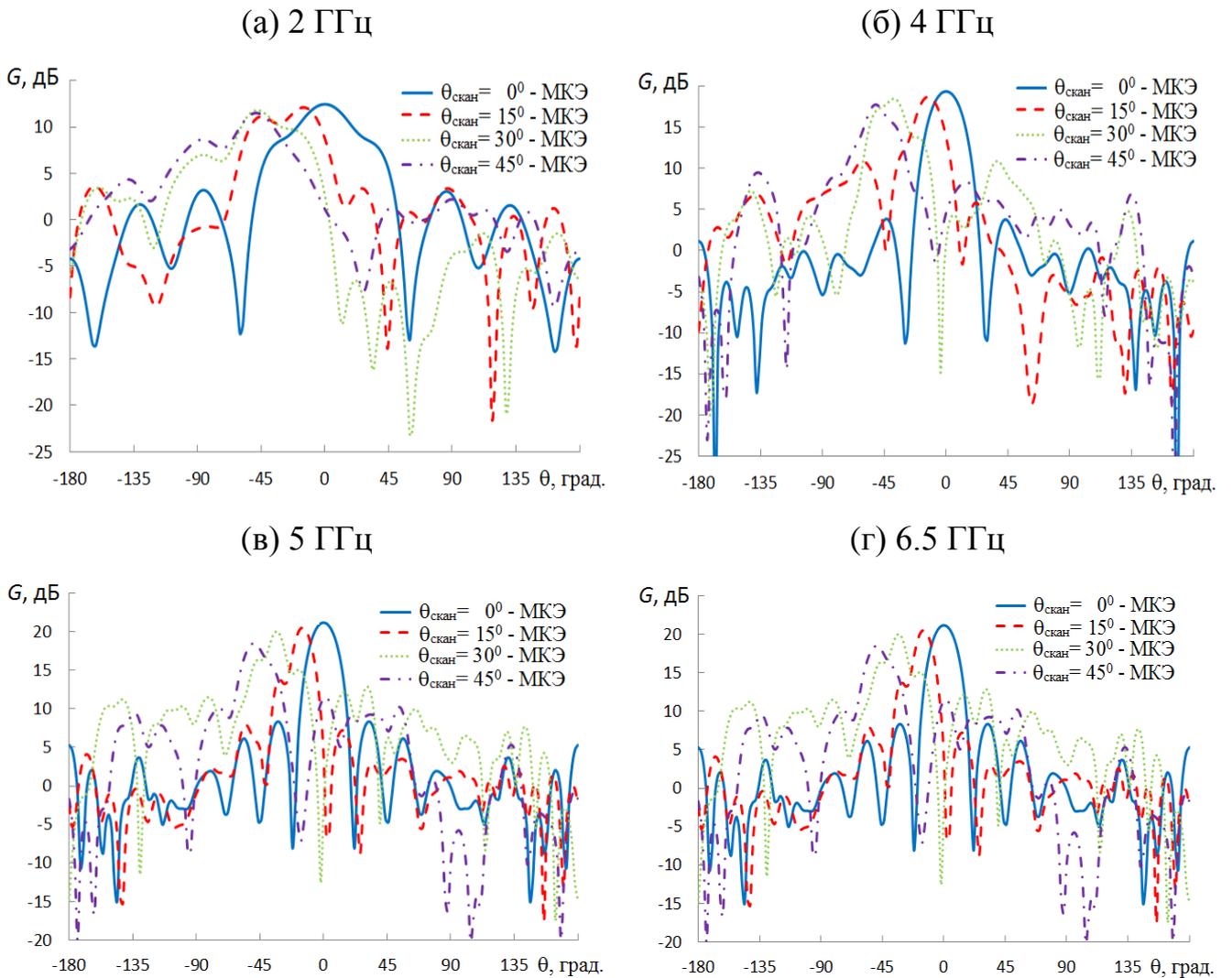


Рис. 2.13. Зависимость коэффициента отражения от частоты решетки сканирующей в E - плоскости.

На рис. 2.12 видно, что при сканировании в H - плоскости полоса согласования практически не зависит от угла сканирования.

На рис. 2.13 видно, что при сканировании в E - плоскости в секторе 60° полоса согласования практически такая же, как в синфазном режиме (19:1), а при сканировании в секторе 90° полоса согласования сужается до 15:1.



Рис. 2.14. ДН решетки, сканирующей H - плоскостиРис. 2.15. ДН решетки, сканирующей E - плоскости

ДН антенной решетки при сканировании в H - и E - плоскостях на частотах $f = 2$ ГГц (а), 4 ГГц (б), 5 ГГц (в) и 6.5 ГГц (г) представлены на рис. 2.14, 2.15,

соответственно. На рисунках виден рост боковых лепестков с увеличением частоты и падение коэффициент усиления с увеличением угла сканирования, особенно на высоких частотах. На верхней частоте $f = 6.5$ ГГц и максимальном угле сканирования (45°) относительный уровень первого бокового лепестка в H -плоскости достигает - 3 дБ, а в E - плоскости - 9 дБ.

Положительный и отрицательный знак угла θ на рис. 2.10а, 2.11, 2.14 соответствуют $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$, а на рис. 2.10б, 2.15 – $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi = 270^\circ$

ВЫВОДЫ

Полоса согласования антенной решетки с системой питания по уровню – 10 дБ в синфазном режиме и при сканировании в секторе 90° в H – плоскости более 19:1, а при сканировании в E - плоскости – более 15:1.

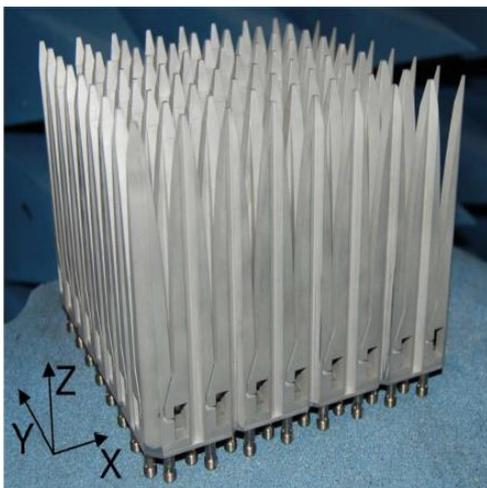
При сканировании в H - плоскости полоса частот ограничивается ростом первого бокового лепестка.

Результаты исследований экспериментального образца решетки в синфазном режиме подтверждают результаты моделирования с использованием МКЭ и МКРВО.

ГЛАВА 3. ПЛОСКАЯ ДВУХ – ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СВЕРХДИАПЗОННАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА

В работах [11-16] исследованы цифровые сверхширокополосные (СШП) плоские двумерно- периодические двух-поляризационные фазированные антенные решетки элементов в виде неоднородной щелевой линии. Решетки из 64 элементов (8x8) в работах [11, 12] (рис. 3.1а, б) с полосой согласования в синфазном режиме 12:1 и 9:1, соответственно. В секторе сканирования 90° для решетки в [11] и 60° для решетки в [12] полосы согласования уменьшаются до 8:1 и 7:1, соответственно.

(а) Решетка в [11]



(б) Решетка в [12]

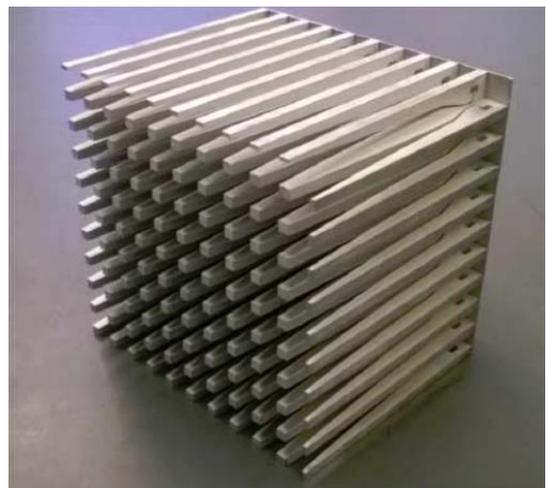


Рис. 3.1. Плоская двумерно- периодическая двух- поляризационная антенная решетка из 64 элементов (8x8) в виде неоднородной щелевой линии.

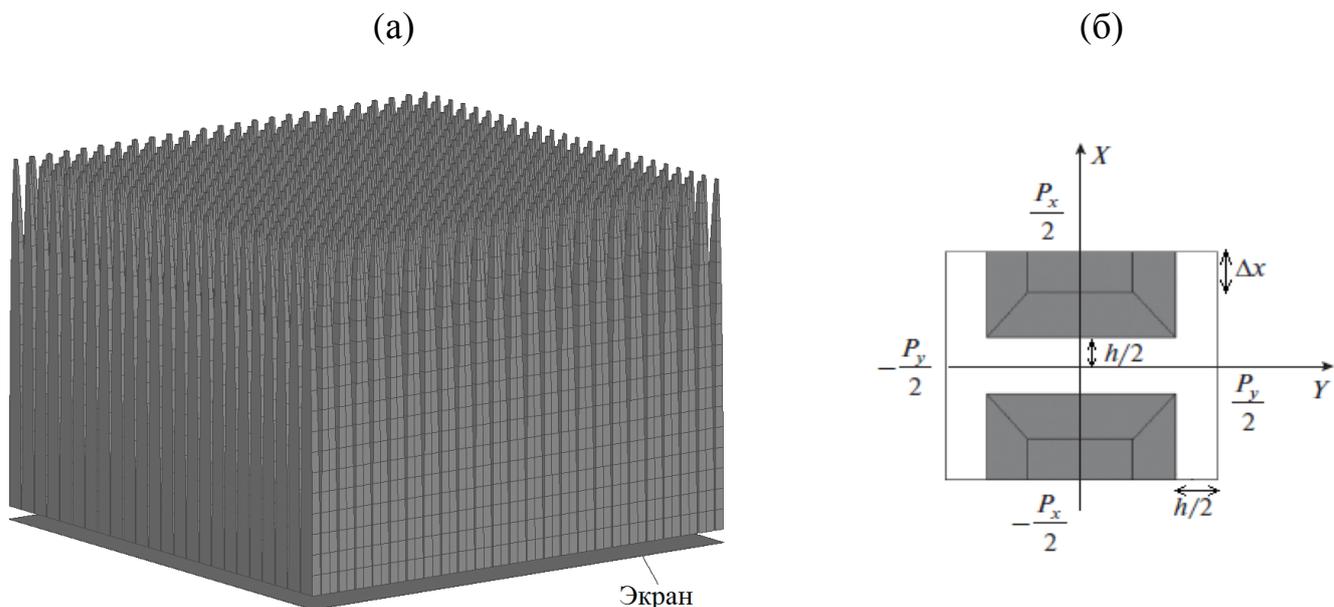
В работах [18-20] исследованы характеристики СШП плоских одно - поляризационных двумерно-периодических фазированных решеток *ТЕМ*-рупоров с металлизацией части межрупорного пространства. В работе [18] построена численная, а в работах [19, 20] - численная и численно-аналитическая модели излучения бесконечной антенной решетки из *ТЕМ*- рупоров, которые показали возможность согласования такой решетки в синфазном режиме в полосе частот 40:1. Для решеток – 6x6 элементов полоса согласования уменьшилась до 10:1, а в секторе

сканирования 90° – до 5:1. При этом заднее излучение решеток [18-20] очень большое (отношение излучения вперед - назад в полосе согласования меняется от 0.5 до 6 дБ) (см. рис. 1.1, 1.2).

В работе [32] построена численная и численно-аналитическая модель плоской двумерно- периодической сканирующей решетки *TEM*-рупоров с металлизацией межрупорного пространства и металлическим экраном и проведены исследования характеристик. Результаты численного эксперимента решетки из 144 элементов (12x12) показали, что в синфазном режиме полоса согласования составляет 10:1. При этом отношение излучения вперед - назад существенно увеличилось и на высоких частотах достигло уровня 26 дБ.

Таким образом, полоса частот всех исследованных двумерно- периодических СШП антенных решеток с удовлетворительной величиной заднего излучения не превышает 10:1, т.е. перекрывается один диапазон волн.

В данной главе проведем исследование антенной решетки в многопроводниковой нерегулярной линии, у которой, в отличие от решеток, исследованных в [11-16, 18-20, 32], проводники имеют квадратные поперечные сечения. Общий вид решетки показан на рис. 3.2а, сечения периода решетки – на рис. 3.2б, в, г. На рисунках видно, что размер сечения проводников плавно уменьшается по направлению к апертуре решетки.



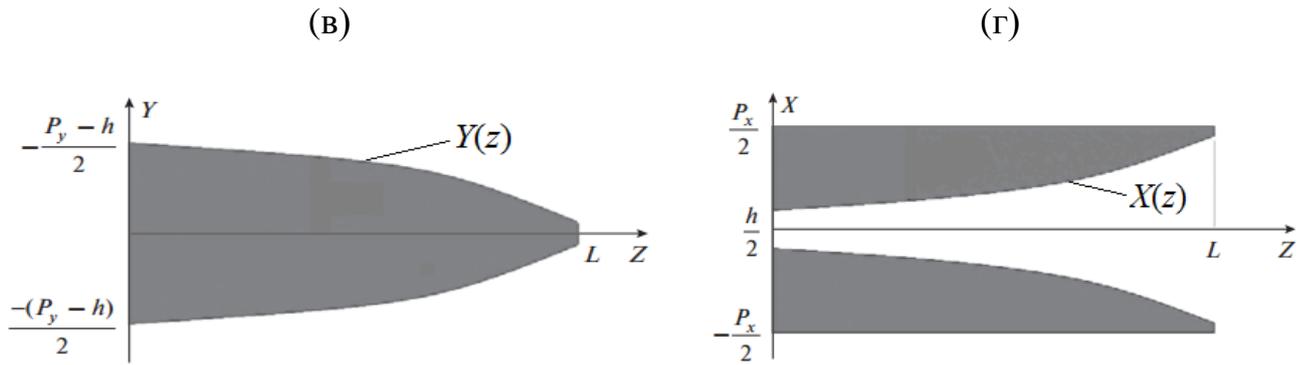


Рис. 3.2. Сечения элемента и общий вид решетки из 576 (24x24) элементов

3.1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОГЛАСОВАНИЯ РЕШЕТОК С РАЗНЫМИ ЗАКОНАМИ ИЗМЕНЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТА

Рассмотрим три закона изменения сопротивления элемента решетки вдоль оси Z :

- Линейный закон - $R(z) = \left(\frac{R(L) - R(0)}{L}\right)z + R(0)$
- Параболический закон - $R(z) = \left(\frac{R(L) - R(0)}{L^2}\right)z^2 + R(0)$
- Экспоненциальный закон - $R(z) = R(0) \exp\left(\left(\frac{1}{L} \ln\left(\frac{R(L)}{R(0)}\right)\right)z\right),$

показанные на рис. 3.3. Здесь $L = 260$ мм – длина элемента решетки, $R(z)$ – сопротивление двухпроводной линии в сечении z , $R(L)$ – сопротивление двухпроводной линии в апертуре, $R(0) = 25$ Ом – входное сопротивление.

На рис. 3.3 сплошной линией 1 показан линейный закон, штриховой линией 2 – параболический закон, пунктирной линией 3 – экспоненциальный закон.

Коэффициент отражения от входа элемента решетки будем определять, пренебрегая его взаимодействием с другими элементами. В приближении метода поперечных сечений [24], коэффициент отражения R определяется по формуле:

$$R = \int_0^L \frac{R'(z)}{2R(z)} \exp(2jkz) dz, \quad (3.1)$$

где $R(z)$ – закон, описывающий изменение волнового сопротивления линии вдоль ее длины, z – расстояние от узла возбуждения, L – длина элемента, k – волновое число в линии, которое в данном случае равно волновому числу в свободном пространстве.

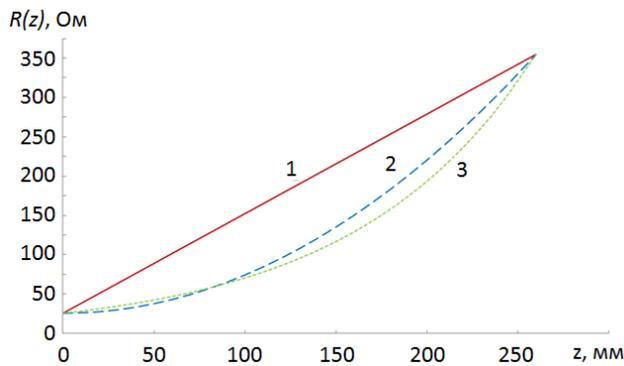


Рис. 3.3. Законы изменения сопротивления линии вдоль оси OZ

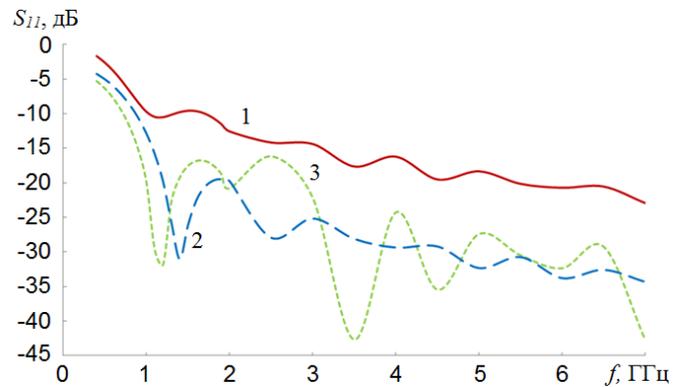


Рис. 3.4. Теоретические зависимости коэффициента отражения от частоты линии с тремя законами изменения сопротивления

На рис. 3.4 сплошной линией 1 показана рассчитанная по формуле (3.1) зависимость коэффициента отражения от частоты линии с линейным законом изменения сопротивления; штриховой линией 2 – с параболическим; пунктирной линией 3 – с экспоненциальным законом. Видно, что нижние частоты для линии с линейным, параболическим и экспоненциальным законами изменения сопротивления составляют, соответственно, 1, 0.85 и 0.7 ГГц. Таким образом, линия с экспоненциальным законом изменения сопротивления имеет наименьшую нижнюю частоту согласования.

3.2. ИССЛЕДОВАНИЕ БЕСКОНЕЧНОЙ СВЕРХДИАПАЗОННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Проведем исследование зависимости сопротивления канала Флоке от поперечного размера проводника (рис. 3.5а). На рис. 3.5б показана геометрия элементов, соответствующая трем показанным на рис. 3.3 законам изменения

волнового сопротивления с учетом зависимости, показанной на рис. 3.5а. Решетка, выбранная для моделирования, характеризуется следующими значениями параметров $P_x = P_y = 15$ мм – периоды решетки в двух плоскостях, $h = 1$ мм – расстояние между двумя проводниками, $\Delta x = 2.632$ мм – толщина проводника в апертуре и $L = 260$ мм – длина элемента решетки (см. рис. 3.2). Расстояние $d_x = 10$ мм – металлического экрана от входов элементов решетки найдено из условия минимума нижней частоты согласования.

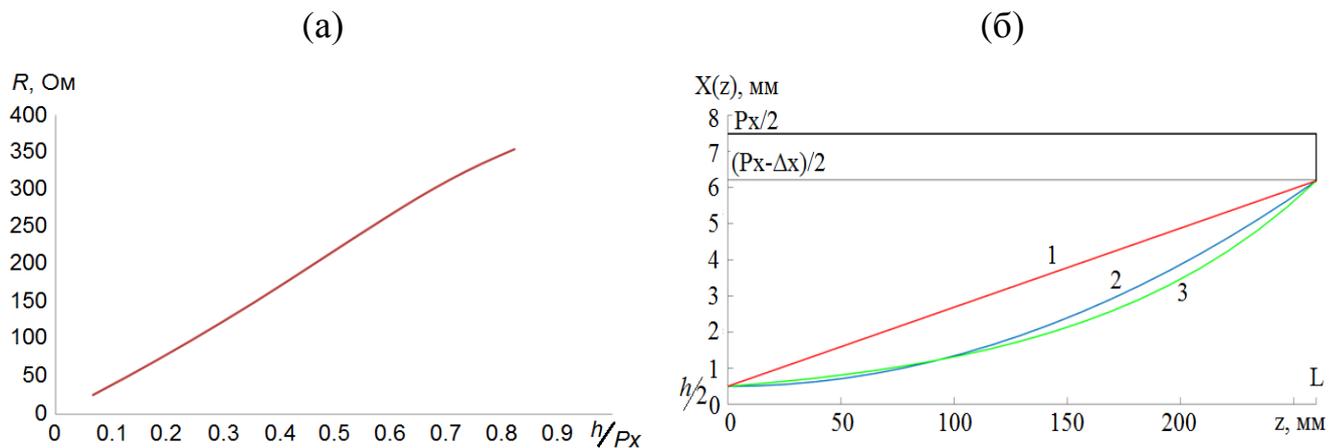


Рис. 3.5. К выбору геометрии элемента бесконечной решетки

Результаты моделирования коэффициента отражения бесконечной решетки с приведенным на рис. 3.5б законами изменения поперечного размера проводника показаны на рис. 3.6.

На рис. 3.6 сплошной линией 1 показана зависимость коэффициента отражения от частоты синфазной бесконечной антенной решетки элементов с линейным, штриховой линией 2 – с параболическим, а пунктирной линией 3 – с экспоненциальным законами изменения сопротивления. Для сравнения штрихпунктирной линией 4 на рисунке приведена зависимость коэффициента отражения от частоты для решетки с экспоненциальным законом, рассчитанная по формуле (3.1).

На рис. 3.6 видно, что расчет по формуле (3.1) описывает изменение коэффициента отражения с частотой только качественно, но при этом правильно предсказывает оптимальный закон изменения волнового сопротивления. Нижние

частоты согласования решетки с линейным, параболическим и экспоненциальным законами изменения сопротивления, соответственно составляют 0.9, 0.45 и 0.41 ГГц, то есть экспоненциальный закон действительно оказывается лучшим.

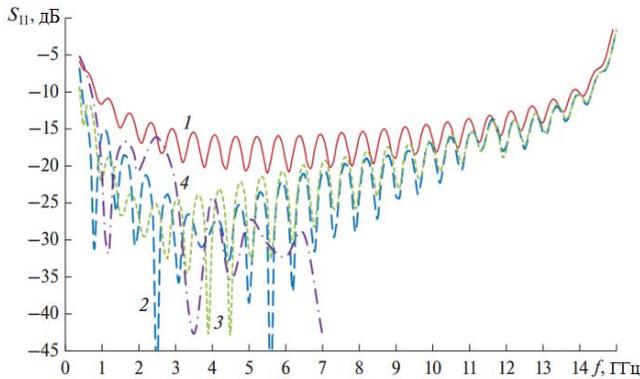


Рис. 3.6. Зависимость коэффициента отражения от частоты бесконечной антенной решетки элементов с тремя законами изменения сопротивления

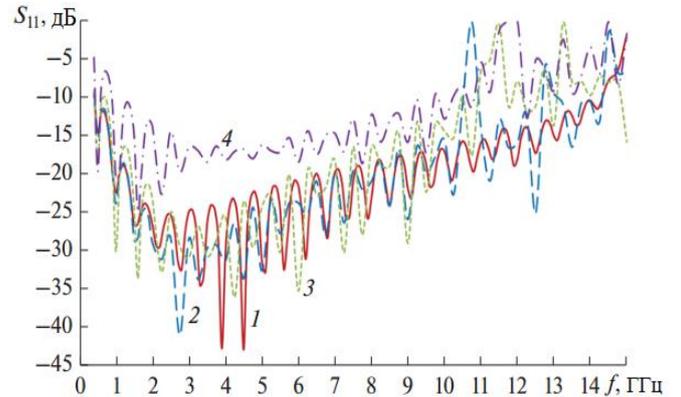


Рис. 3.7. Зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в E -плоскости бесконечной антенной решетки

В соответствии с этим выводом для дальнейших исследований в режиме сканирования была выбрана решетка с экспоненциальным законом изменения сопротивления канала Флоке.

Результаты исследования характеристик согласования бесконечной сканирующей решетки приведены на рис. 3.7 – рис. 3.9.

На рис. 3.7 сплошной линией 1 показана зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в E -плоскости ($\varphi = 0$) бесконечной антенной решетки в синфазном режиме, штриховой линией 2 – при сканировании в секторе 30° , пунктирной линией 3 – при сканировании в секторе 60° и штрих-пунктирной линией 4 – при сканировании в секторе 90° . На рис. 3.8, 3.9 в тех же обозначениях приведены, соответственно, зависимости коэффициента отражения от частоты бесконечной антенной решетки сканирующей в H -плоскости ($\varphi = 90^\circ$) и в косой плоскости ($\varphi = 45^\circ$).

На рис. 3.7 видно, что в секторе сканирования 30° полоса согласования решетки практически не меняется с сравнением полосой синфазной решетки (34:1), в секторах сканирования 60° и 90° полосы согласования сужаются до 25:1, 15:1, соответственно.

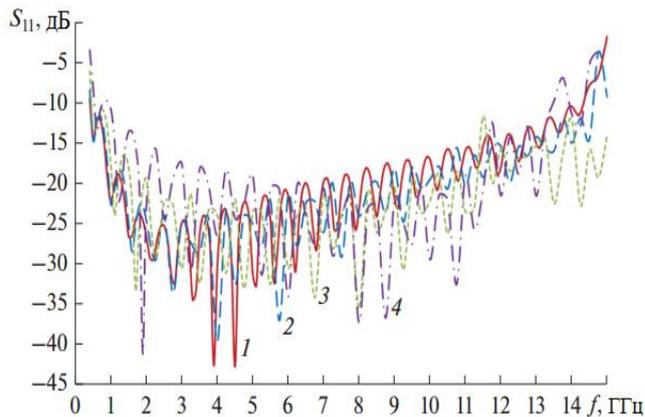


Рис. 3.8. Зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в H - плоскости бесконечной антенной решетки

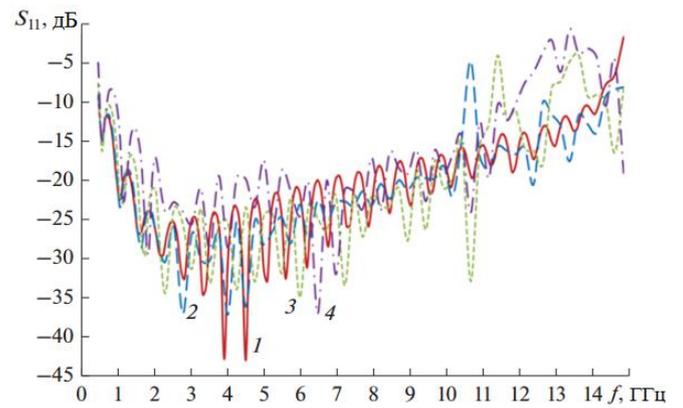


Рис. 3.9. Зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в косо́й плоскости бесконечной антенной решетки

На рис. 3.8 видно, что при сканировании в H - плоскости полоса согласования мало меняется по сравнению с полосой согласования синфазной решетки.

На рис. 3.9 видно, что в секторе сканирования 30° в косо́й плоскости полоса согласования решетки (34:1) стала чуть шире по сравнению с полосой согласования синфазного решетки, а в секторах 60° и 90° – полосы согласования уменьшаются до 31:1 и 22:1, соответственно.

3.3. ИССЛЕДОВАНИЕ КОНЕЧНОЙ СВЕРХДИАПАЗОННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Исследуем характеристики согласования и излучения конечных антенных решеток. Сначала рассмотрим решетку 144 элементов (далее решетка 1).

На рис. 3.10 сплошной линией 1 показана зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в E - плоскости решетки 1 в синфазном режиме, штриховой линией 2 – при сканировании в секторе 30° , пунктирной линией 3 – при сканировании в секторе 60° и штрих-пунктирной линией 4 – при сканировании в секторе 90° . На рис. 3.11, 3.12 в тех же обозначениях, соответственно, приведены зависимости коэффициента отражения от частоты решетки, сканирующей в H -плоскости и в косой плоскости.

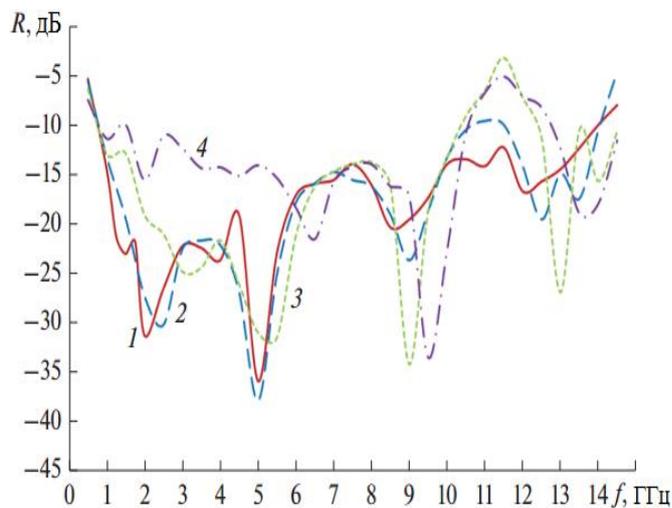


Рис. 3.10. Зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в E -плоскости решетки 1

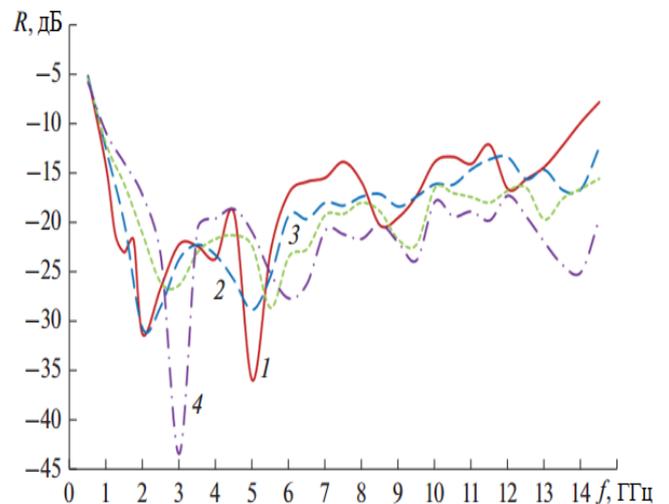


Рис. 3.11. Зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в H -плоскости решетки 1

На рис. 3.10 видно, что полосы согласования в синфазном режиме и в секторе сканирования 30° практически не отличаются (20:1), а при сканировании в секторах 60° , 90° сужаются до 15:1.

На рис. 3.11, 3.12 видно, что при сканировании в H -плоскости и косой плоскости полосы согласования шире полосы синфазной решетки (отношение нижней частоты к верхней составляет больше 1:20).

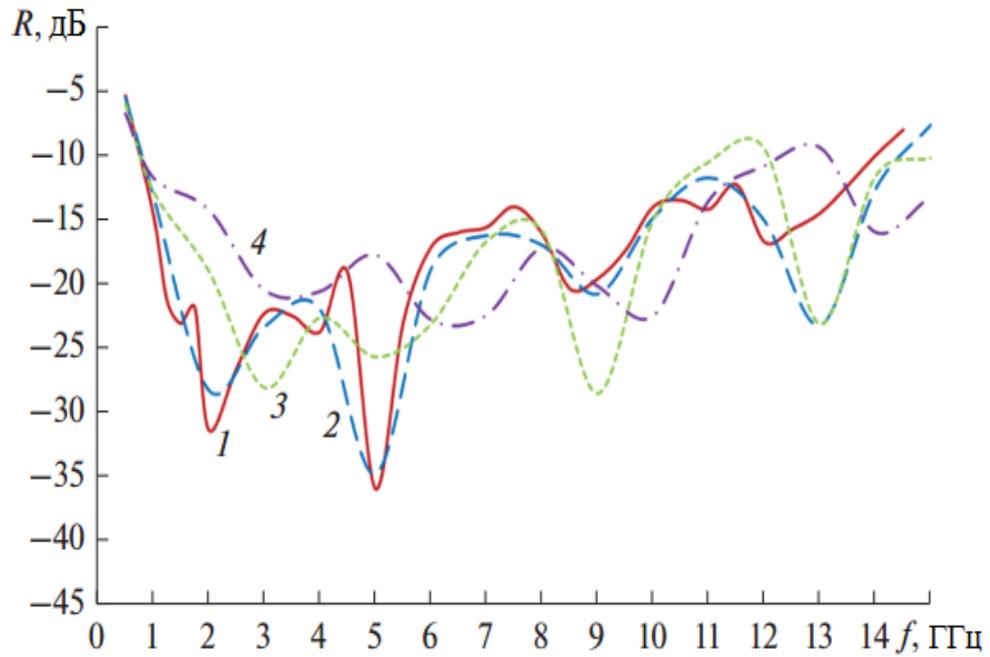
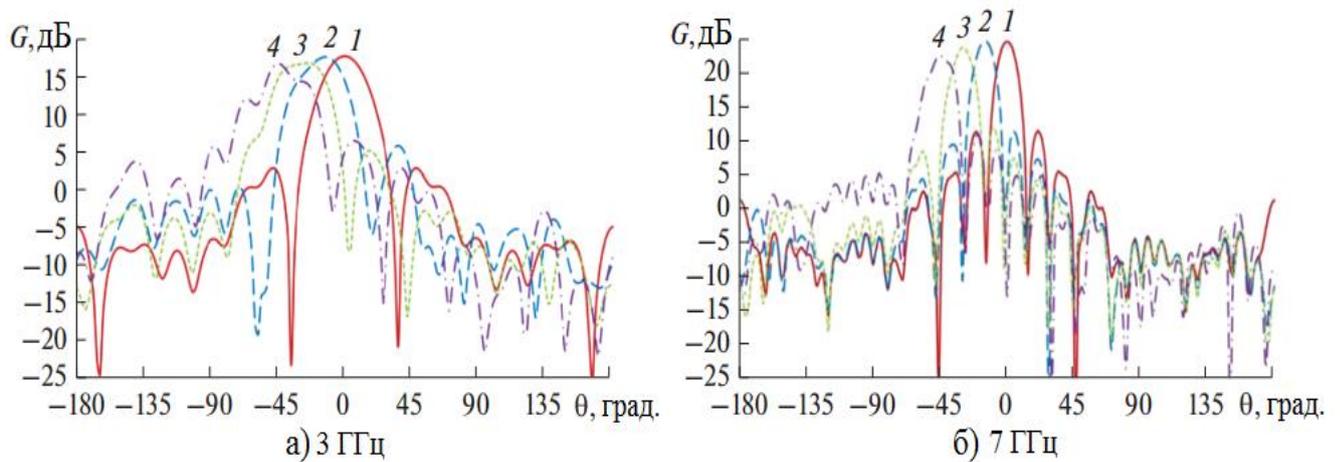


Рис. 3.12. Зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в косо́й плоскости решетки 1

На рис. 3.13 – рис. 3.15 представлены диаграммы направленности решетки 1 при сканировании в E -, H - и косо́й плоскостях. Сплошной линией 1 показана диаграмма направленности решетки 1 в синфазном режиме на частотах 3 ГГц (а), 7 ГГц (б), 10 ГГц (в) и 13 ГГц (г), штриховой линией 2 – при сканировании в секторе 30° , пунктирной линией 3 – при сканировании в секторе 60° и штрих-пунктирной линией 4 – при сканировании в секторе 90° .



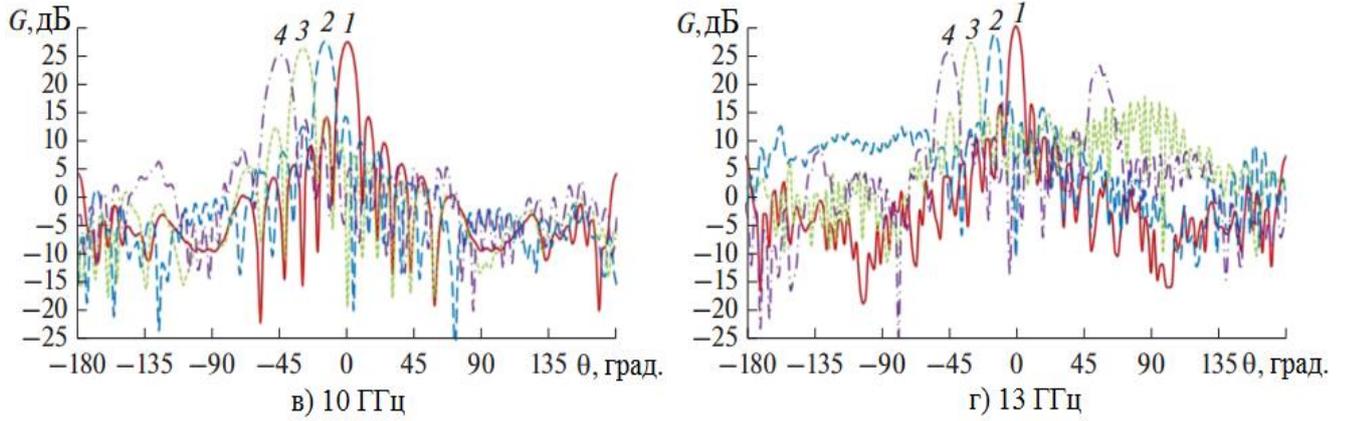


Рис. 3.13. Диаграммы направленности сканирующей в E - плоскости решетки 1

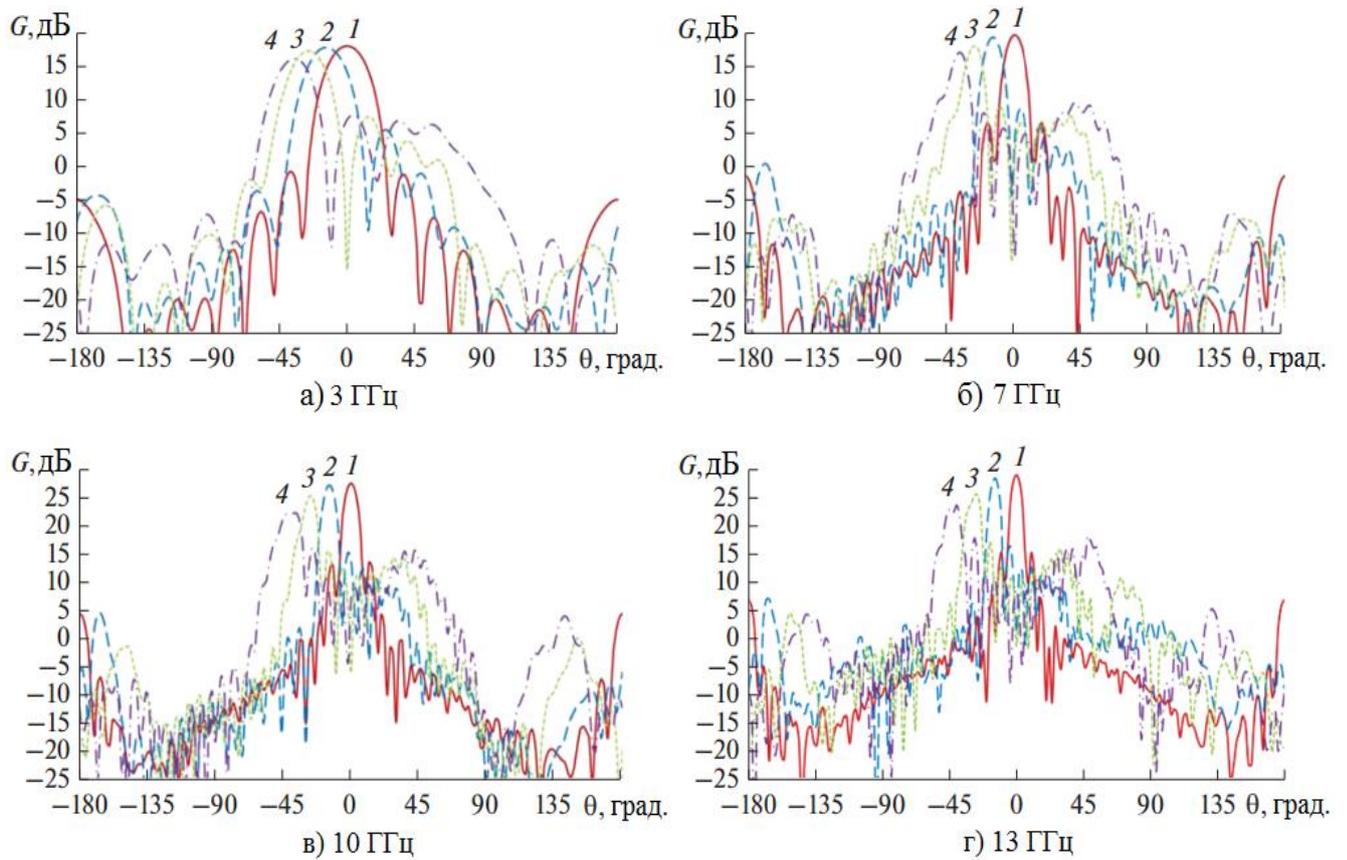
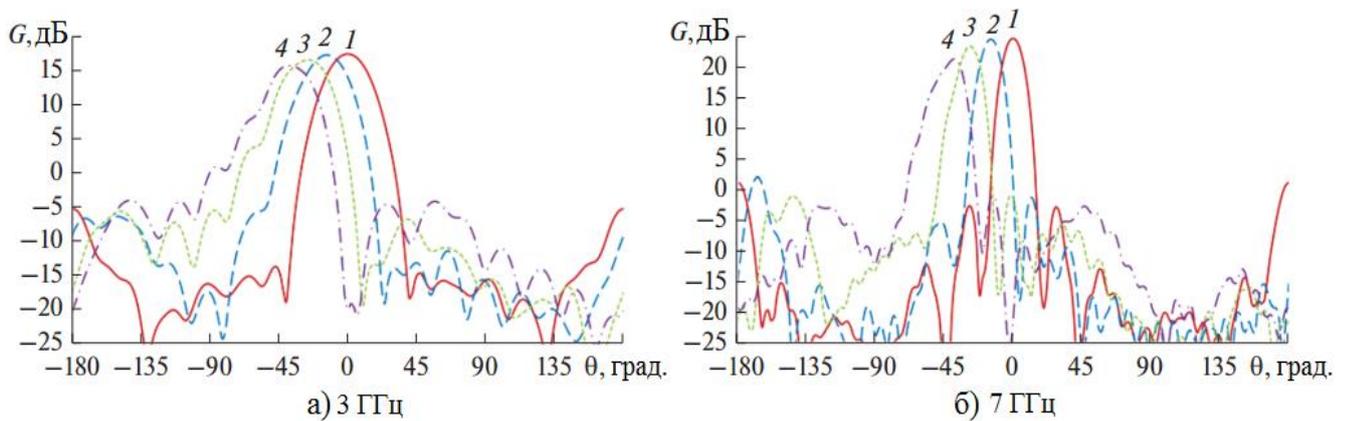


Рис. 3.14. Диаграммы направленности сканирующей в H - плоскости решетки 1



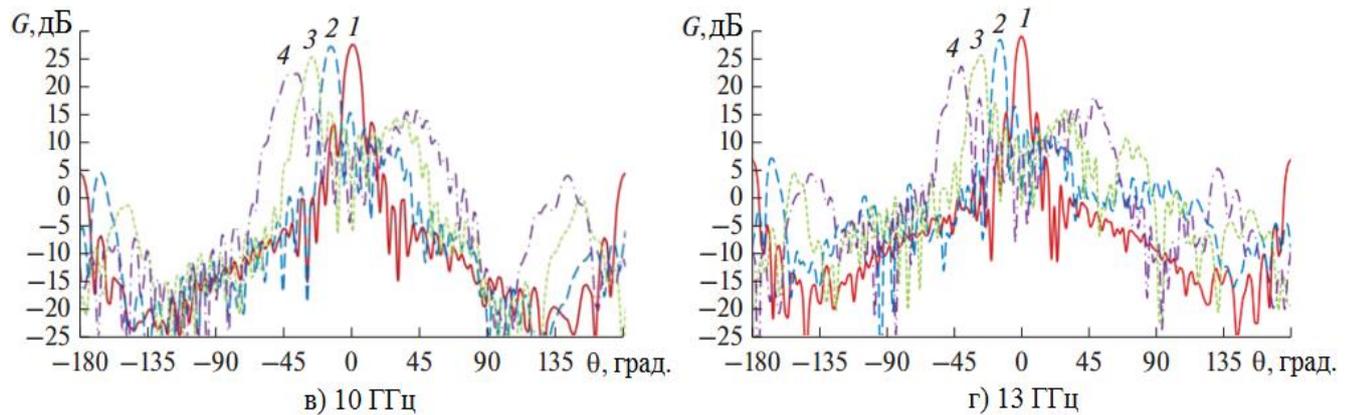


Рис. 3.15. Диаграммы направленности сканирующей в косой плоскости решетки 1

На рис. 3.13 – 3.15 видно, что в полосе согласования относительный уровень заднего лепестка решетки ниже 25 дБ, первый боковой лепесток в синфазном режиме - ниже 30 дБ, а в режиме сканирования – ниже 15 дБ.

Из-за большого электрического размера решетки 2 (576 элементов) исследование в синфазном режиме было проведено с использованием двух плоскостей симметрии, что позволило в 4 раза уменьшить объем задачи. При исследовании сканирования в E - и H - плоскостях использовались модели решетки, бесконечные в плоскости, ортогональной плоскости сканирования, что позволило в 24 раза уменьшить объем задачи. Проверка корректности этих моделей была предварительно проведена для решетки 1, которая показала, что при сканировании в E - плоскости характеристики согласования и излучения полной модели решетки и модели решетки, бесконечные в плоскости, ортогональной плоскости сканирования достаточно близки (рис. 3.16, 3.17). В качестве подтверждения на рис. 3.16а – 3.16г, соответственно, показаны характеристики согласования двух моделей решетки 1 в синфазном режиме и при сканировании в секторах 30° , 60° , 90° , а на рис. 3.17а – 3.17г – диаграммы направленности на частоте 13 ГГц.

Сплошной линией 1 на рис. 3.16 показаны характеристики согласования решетки, бесконечной в плоскости, ортогональной плоскости сканирования, а пунктирной линией 2 – конечной решетки 1.

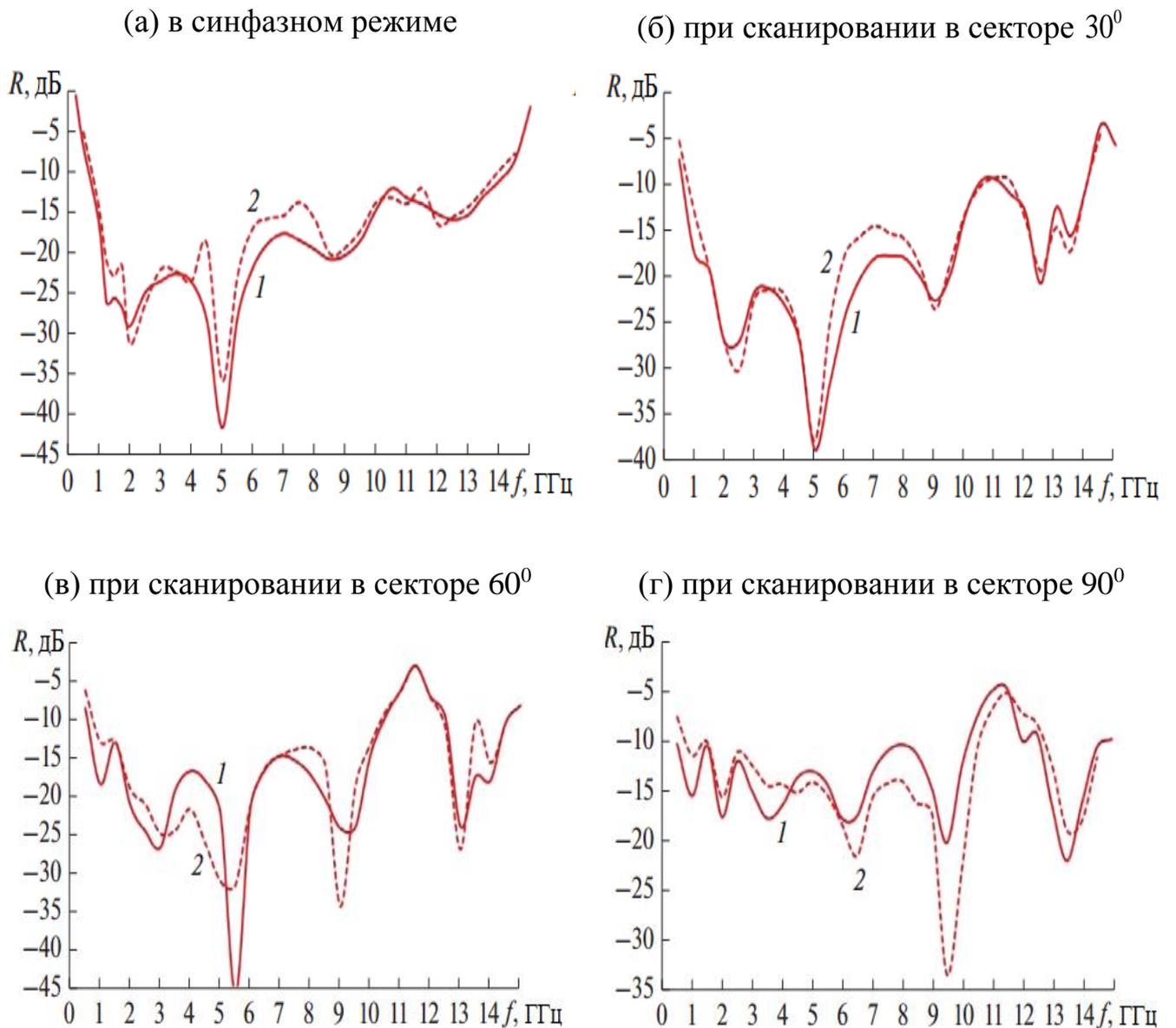


Рис. 3.16. Зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в E -плоскости модели решетки, бесконечной в плоскости, ортогональной плоскости сканирования и решетки 1

Сплошной линией 1 на рис. 3.17 показаны нормированные диаграммы направленности модели решетки, бесконечной в плоскости, ортогональной плоскости сканирования, а пунктирной линией 2 – для полной модели.

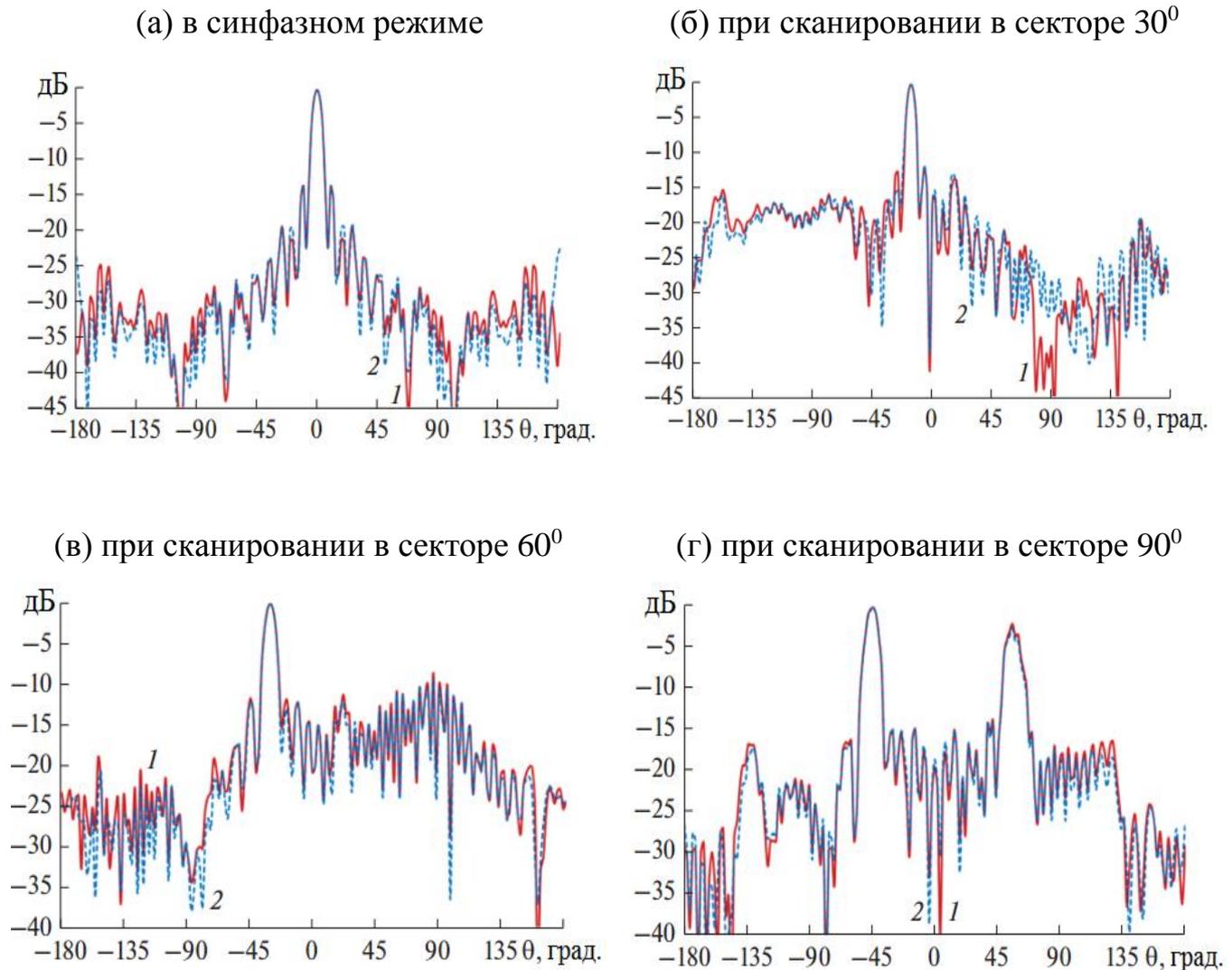


Рис. 3.17. Нормированные диаграммы направленности сканирующей в E - плоскости модели решетки, бесконечной в плоскости, ортогональной плоскости сканирования и решетки 1

Как видно на рисунках 3.17, характеристики, рассчитанные с помощью точной и приближенной моделей действительно близки.

На рис. 3.18, 3.19 представлены частотные зависимости коэффициента отражения решетки 2, сканирующей, соответственно, в E - и H - плоскости. Сплошной линией 1, штриховой 2, пунктирной 3 и штрих-пунктирной 4 линиями приведены характеристики согласования, соответственно, для секторов сканирования 0 , 30° , 60° и 90° .

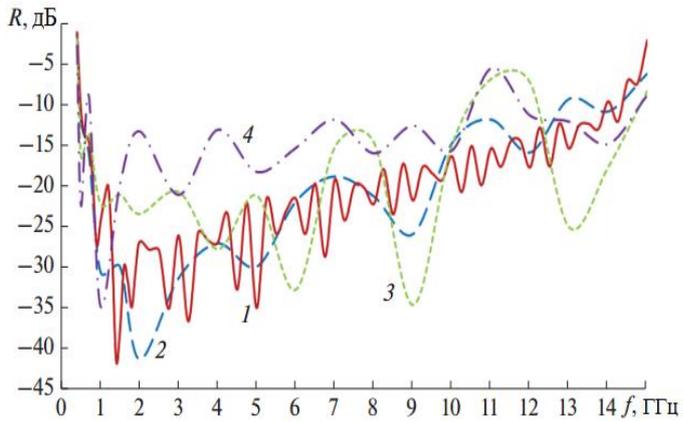


Рис. 3.18. Зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в E -плоскости решетки 2.

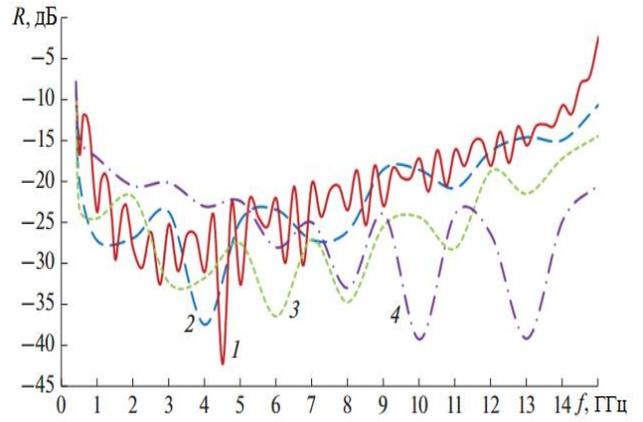


Рис. 3.19. Зависимость коэффициента отражения от частоты сканирующей в H -плоскости решетки 2

Как видно на рис. 3.18 при небольших углах сканирования в E -плоскости (до 30°) характеристики согласования практически не меняются (полоса 34:1). При увеличении угла сканирования до 45° нижняя частота согласования увеличивается, а полоса согласования сужается до 15:1.

На рис. 3.19 видно, что при сканировании в секторах 30° , 60° и 90° H -плоскости полоса согласования решетки 2 стала шире, чем в синфазном режиме.

На рис. 3.20 – 3.21, соответственно, представлены нормированные диаграммы направления решетки 2 при сканировании в E - и H -плоскостях. Сплошной линией 1 показана нормированная диаграмма направленности решетки 2 в синфазном режиме на разных частотах 3 ГГц (а), 7 ГГц (б), 10 ГГц (в) и 13 ГГц (г), штриховой линией 2 – при сканировании в секторе 30° , пунктирной линией 3 – при сканировании в секторе 60° и штрих-пунктирной линией 4 – при сканировании в секторе 90° .

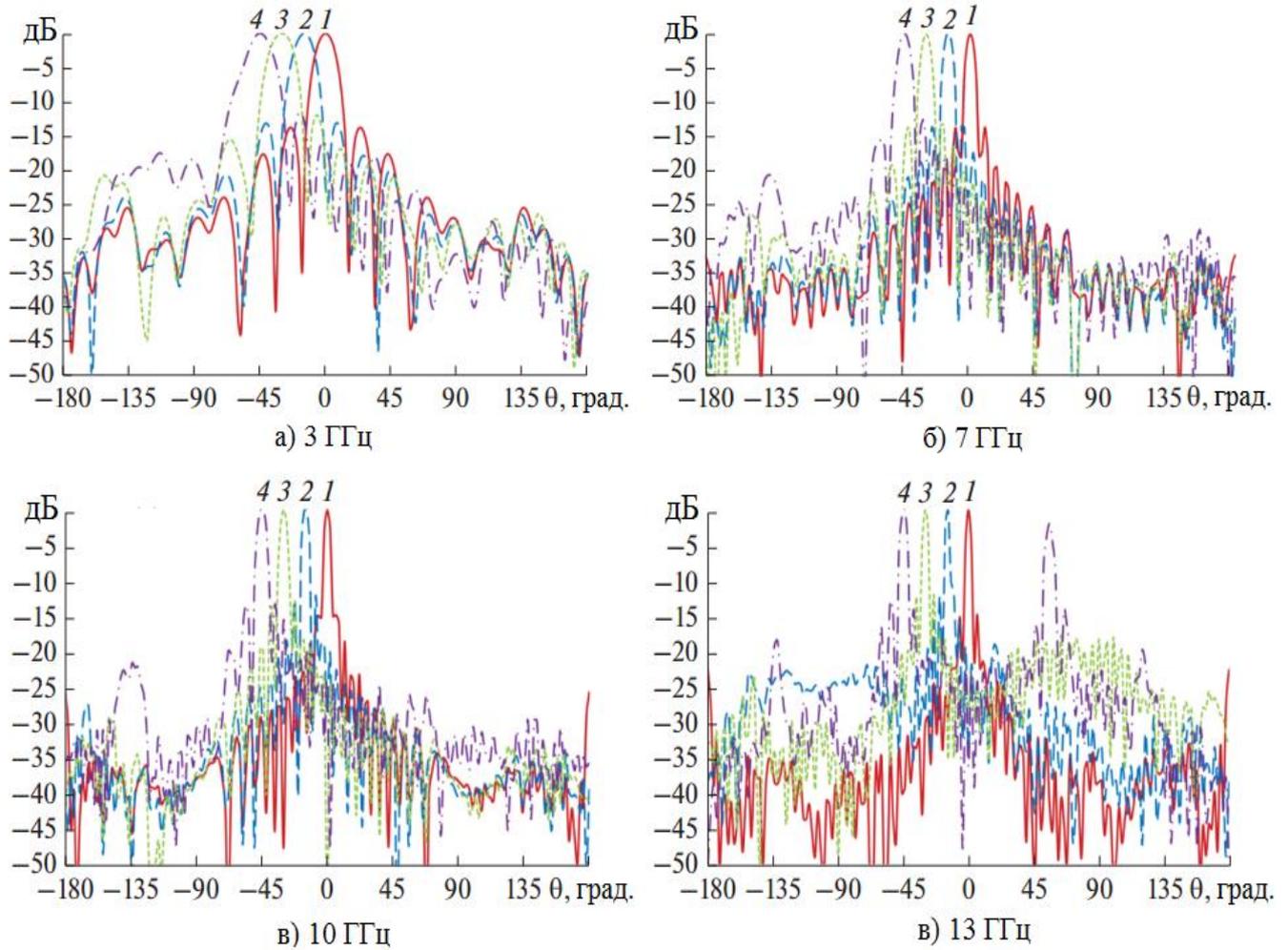
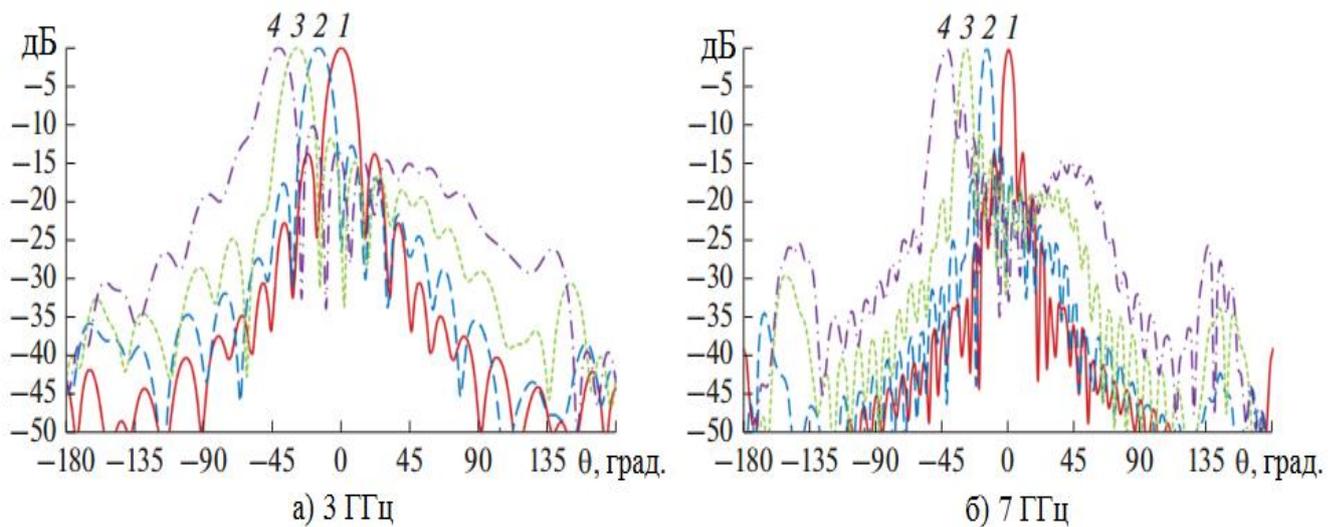


Рис. 3.20. Нормированные диаграммы направленности сканирующей в E - плоскости решетки 2



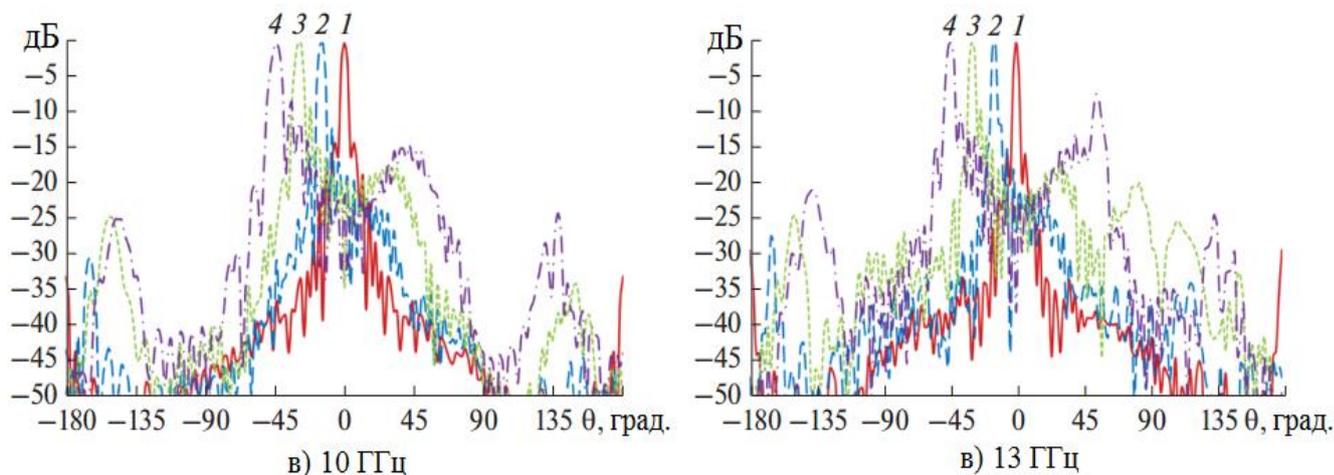


Рис. 3.21. Нормированные диаграммы направленности сканирующей в H - плоскости решетки 2

На рисунках видно, что относительный уровень заднего лепестка на высоких частотах около -30 дБ в синфазном режиме, при сканировании в секторе 60° возрастает до 15 дБ, а в секторе сканирования 90° на максимальной частоте 13 ГГц – этот уровень достигает -5 дБ.

Положительный и отрицательный знак угла θ на рис. 3.13, 3.17, 3.20 соответствуют $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$, на рис. 3.14, 3.21 – $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi = 270^\circ$ и на рис. 3.15 – $\varphi = 45^\circ$ и $\varphi = 225^\circ$.

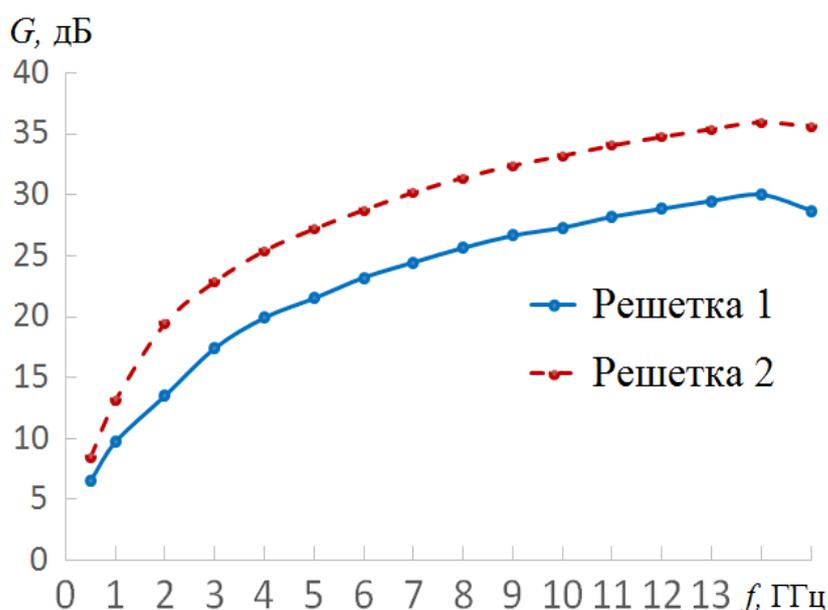


Рис. 3.22. Зависимость коэффициента усиления (КУ) решеток от частоты

На рис. 3.22 показана зависимость коэффициента усиления синфазных решеток от частоты. Видно, что в полосе 34:1 с увеличением частоты коэффициент усиления решеток растет.

ВЫВОДЫ

Результаты исследования характеристик двух- поляризационной двумерно – периодической антенной решетки из нерегулярных элементов квадратного сечения с экраном показали возможность реализация сверхдиапазонного согласования как в синфазном режиме, так и в режиме сканирования при низком уровне заднего лепестка (-25 дБ). Для решетки из 576 элементов полоса частот согласования составила 34:1 в синфазном режиме и при сканировании в H - плоскости, в секторе сканирования 30^0 в E - плоскости – 25:1, а в секторе сканирования 90^0 в E - плоскости – 15:1.

Сверху рабочая полоса частот решетки фактически ограничивается ростом первого бокового лепестка, уровень которого растет с увеличением сектора сканирования и на максимальной частоте согласования при отклонении луча на 45^0 в E - плоскости достигает -5 дБ.

ГЛАВА 4. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ СВЕРХДИАПАЗОННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

В трех первых главах диссертации исследованы плоские решетки с полосой рабочих частот более 10:1. Недостатком плоских фазированных решеток является падение усиления с увеличением угла сканирования.

В данной главе рассмотрим сверхдиапазонные цилиндрические антенные решетки (ЦАР) биконических элементов и *ТЕМ*-рупоров с металлизацией межрупорного пространства. Биконические и поликонические излучатели применяются в качестве сверхширокополосных (СШП) антенн и элементов СШП решеток [1, 3, 5, 6, 9, 21, 37-41]. Такие излучатели позволяют реализовать сверхдиапазонный режим работы (с отношением нижней частоты к верхней - менее 1:10).

Цилиндрические решетки биконических элементов менее исследованы. В работе [21] теоретически и экспериментально исследован фрагмент цилиндрической решетки поликонических рупоров в виде вырезок из поликонуса. При возбуждении одного элемента фрагмента решетки реализована полоса согласования 1:100, режим сканирования не исследовался.

В работе [6] рассмотрены цилиндрические антенные решетки, состоящие из нескольких шестиэлементных линейных подрешеток биконических рупоров. Исследованы характеристики отражения и излучения подрешеток. Полоса согласования при возбуждении одной из подрешеток составила более 1:10, режим сканирования не исследовался.

4.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СКАНИРОВАНИЯ В *H*- ПЛОСКОСТИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК БИКОНИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

4.1.1. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕШЕТКИ

Сначала рассмотрим цилиндрическую антенную решетку из пяти шестиэлементных коллинеарных (линейных) антенных решеток (ЛАР) биконусов (рис. 4.1).

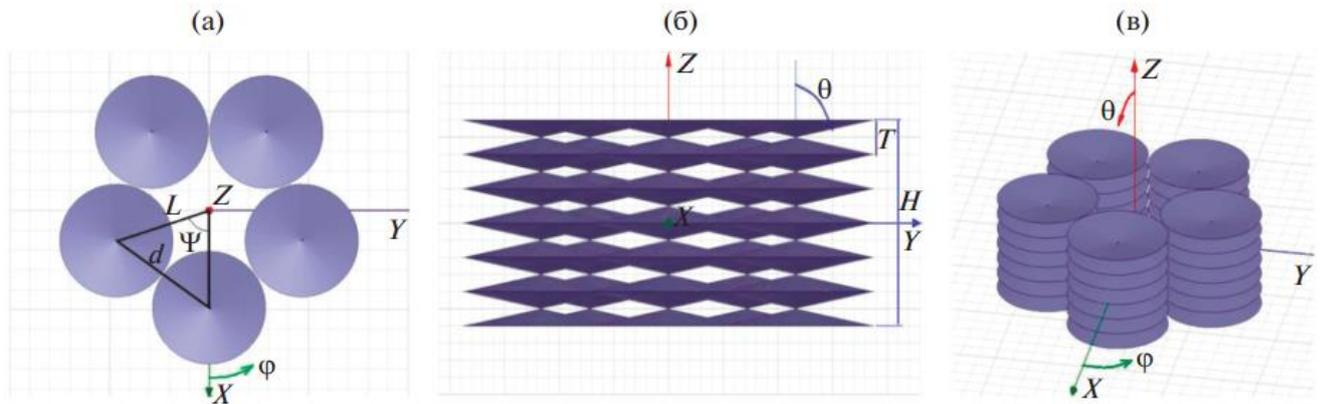


Рис. 4.1. Цилиндрическая антенная решетка из пяти шестиэлементных ЛАР биконусов: вид сверху (а), вид сбоку (б), общий вид (в)

Каждая ЛАР содержит на входе делитель мощности на 6 каналов с входным сопротивлением 100 Ом и выходным – 16.67 Ом. Вход каждого делителя соединен с коаксиальным портом. Делитель обеспечивает синфазное равно - амплитудное возбуждение биконических элементов в ЛАР.

Угол θ между образующей биконуса и осью вращения определяется формулой (4.1)

$$Z = \frac{\eta}{\pi} \ln(\operatorname{ctg}(\frac{\theta}{2})) \quad (4.1)$$

где $\eta = 120\pi$ – волновое сопротивление свободного пространства.

Для входного импеданса $Z = 16.67$ Ом, при этом из формулы (4.1) следует, что угол $\theta = 82^\circ$. Период элементов в ЛАР T выбран равным 40 мм, тогда радиус

биконуса $r = \frac{T}{2} \operatorname{tg}(\theta) = 142.3$ мм, а высота решетки $H = 6T = 240$ мм. Зададим радиус

цилиндрической решетки $L = 245$ мм, в результате чего биконусы в тридцати-элементной цилиндрической решетке, содержащей пять ЛАР (рис. 4.1) находятся на минимальном расстоянии. При этом расстояние между осями соседних ЛАР (период решетки) $d = 288$ мм, а угловой период $\Psi = 72^\circ$.

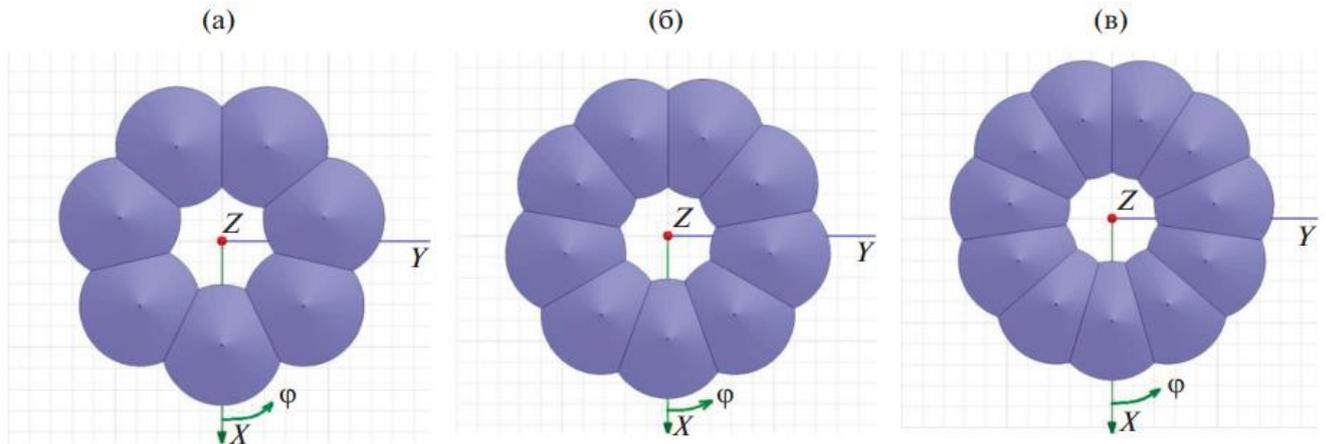


Рис. 4.2. Геометрия цилиндрических решеток из семи (а), девяти (б) и одиннадцати (в) шестиэлементных ЛАР вырезок из биконуса (вид сверху)

На рис. 4.2а, б, в показан вид сверху цилиндрических антенных решеток из семи (а), девяти (б) и одиннадцати (в) ЛАР, соответственно. Оси ЛАР расположены на окружности радиуса L . Как видно на рис. 4.2, угловой период цилиндрической решетки Ψ уменьшается с увеличением числа ЛАР, чтобы обеспечить один и тот же радиус L цилиндрической решетки. Для решетки из семи ЛАР $\Psi = 51.4^\circ$, из девяти - $\Psi = 40^\circ$ и из одиннадцати - $\Psi = 32.7^\circ$. Угловые размеры вырезанных из биконусов частей поверхности, наоборот, увеличиваются с увеличением числа ЛАР цилиндрической решетки.

4.1.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФАЗИРОВАННОЙ РЕШЕТКИ БИКОНИЧЕСКИХ РУПОРОВ

Для электродинамического моделирования излучения решетки был использован метод конечных элементов [42]. Рассчитывались коэффициент отражения R на цилиндрической решетки для двух режимов фазирования, соответствующих углам формирования максимума диаграммы направленности $\varphi_1 = 0$ и $\varphi_2 = \Psi/2$, а также соответствующие диаграммы направленности на различных частотах. В связи с угловой периодичностью цилиндрической антенной решетки в H - плоскости достаточно рассмотреть сканирование в пределах одного периода. В данной разделе мы ограничимся исследованиями при положении луча на краю ($\varphi_1 = 0$) и в центре углового периода ($\varphi_2 = \Psi/2$).

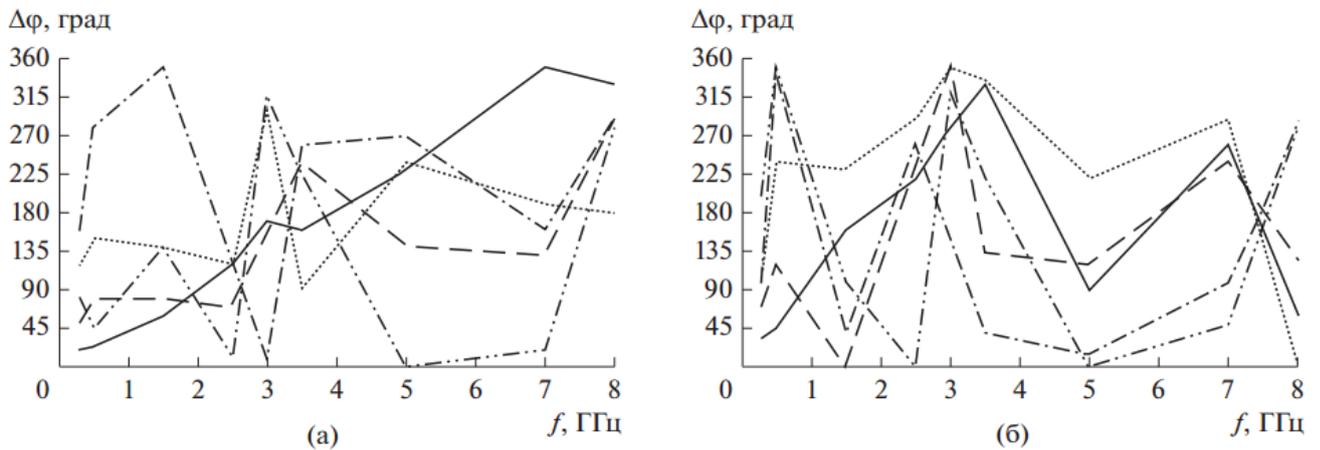


Рис. 4.3. Зависимости сдвига фаз подрешеток цилиндрической решетки из 11-и

ЛАР от частоты при $\varphi_1 = 0$ (а) и $\varphi_2 = \Psi/2$ (б)

Фазы сигналов на входе ЛАР выберем в результате минимизации отношения максимума уровня бокового излучения к максимуму главного лепестка диаграммы направленности. Минимизация уровня бокового излучения будем осуществлять последовательно, начиная с вариации фазы пары ЛАР, ближайших к ЛАР, расположенной на краю углового периода цилиндрической решетки (в случае формирования луча в направлении края углового периода $\varphi_1 = 0$) и пары ЛАР,

ближайшей к паре ЛАР, расположенной по краям углового периода цилиндрической решетки (в случае формирования луча в центре углового периода $\varphi_2 = \Psi/2$).

На рис. 4.3а в качестве примера сплошными линиями, штриховыми линиями, пунктиром, штрих-пунктиром и двойным штрих-пунктиром показаны, соответственно, зависимости сдвига фазы от частоты между ЛАР, расположенной на краю углового периода и парой ближайших ЛАР, следующей парой ЛАР цилиндрической решетки из 11-и ЛАР и т.д., до последней пары ЛАР. На рис. 4.3б в тех же обозначениях показаны, соответственно, зависимости сдвига фазы от частоты между парой ЛАР, расположенных по краям углового периода и парой ближайших ЛАР, следующей парой ЛАР цилиндрической решетки из 11-и ЛАР и т.д. до последней (11-ой) ЛАР.

Диаграммы направленности в H - плоскости с оптимизированными фазовыми распределениями цилиндрических решеток с различным числом ЛАР представлены на рисунках 4.4 – 4.7.

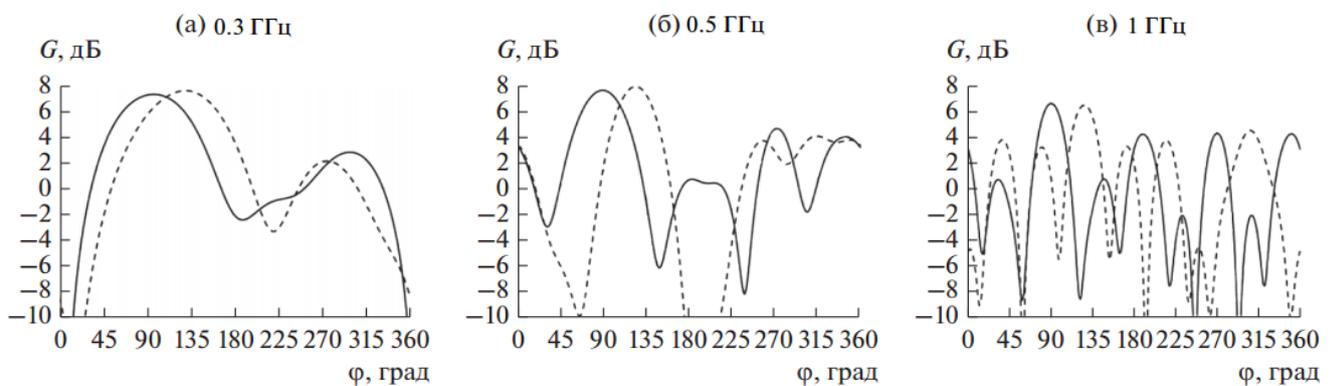


Рис. 4.4. Диаграммы направленности в H - плоскости цилиндрической антенной решетки из пяти ЛАР на трех частотах

На рис. 4.4 сплошными линиями показаны диаграммы направленности цилиндрической антенной решетки из пяти ЛАР биконусов на трех частотах при $\varphi = \varphi_1$, а штриховыми линиями – при $\varphi = \varphi_2$. Видно, что при повышении частоты от

0.3 до 1 ГГц боковые лепестки достигают уровня -2 дБ относительно уровня главного лепестка.

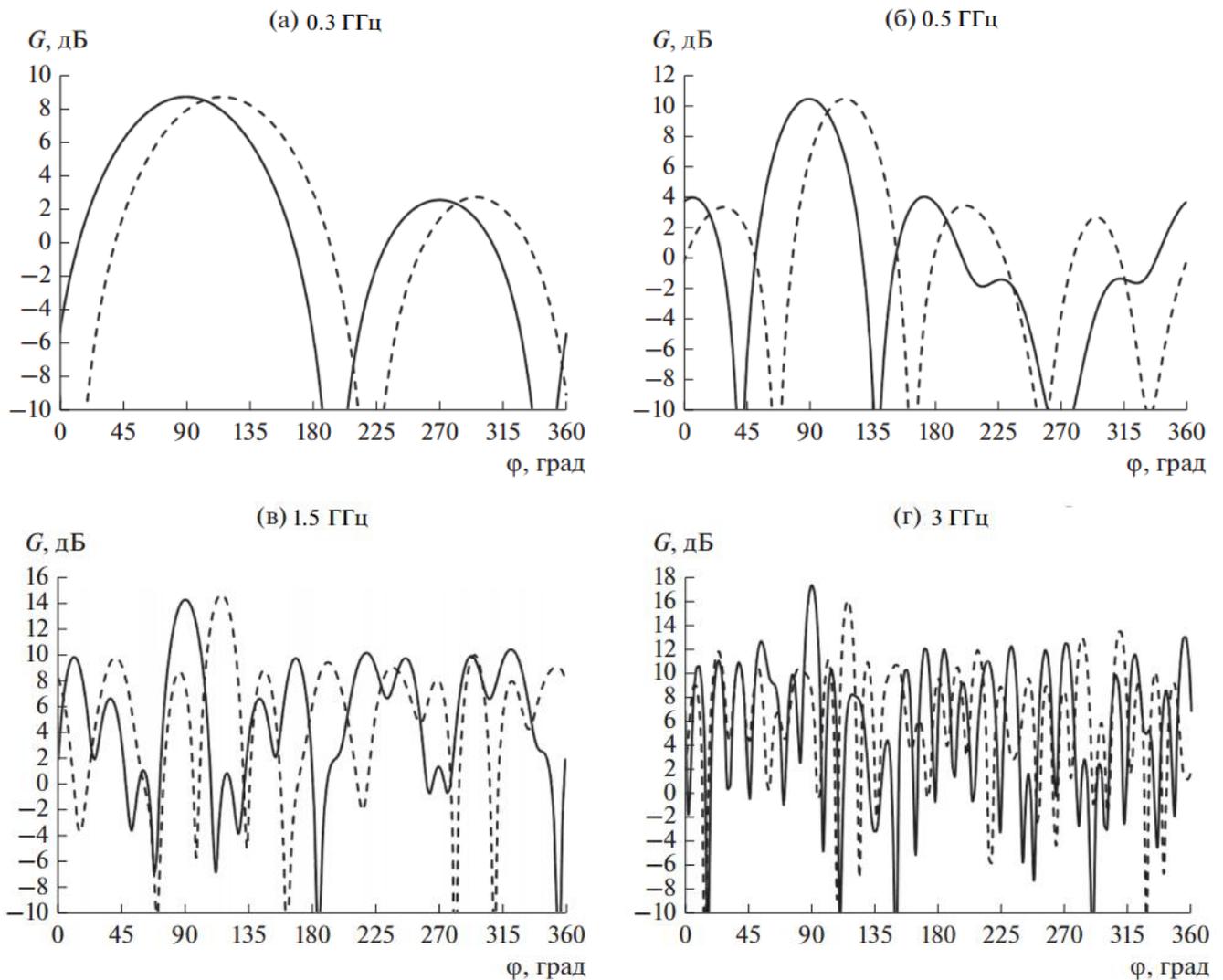


Рис. 4.5. Диаграммы направленности в H - плоскости цилиндрической решетки из семи ЛАР на 4-х частотах

На рис. 4.5 в тех же обозначениях показаны диаграммы направленности цилиндрической антенной решетки из семи ЛАР на четырех частотах. Видно, что боковые лепестки достигают уровня -2 дБ относительно уровня главного лепестка при повышении частоты от 0.3 до 3 ГГц.

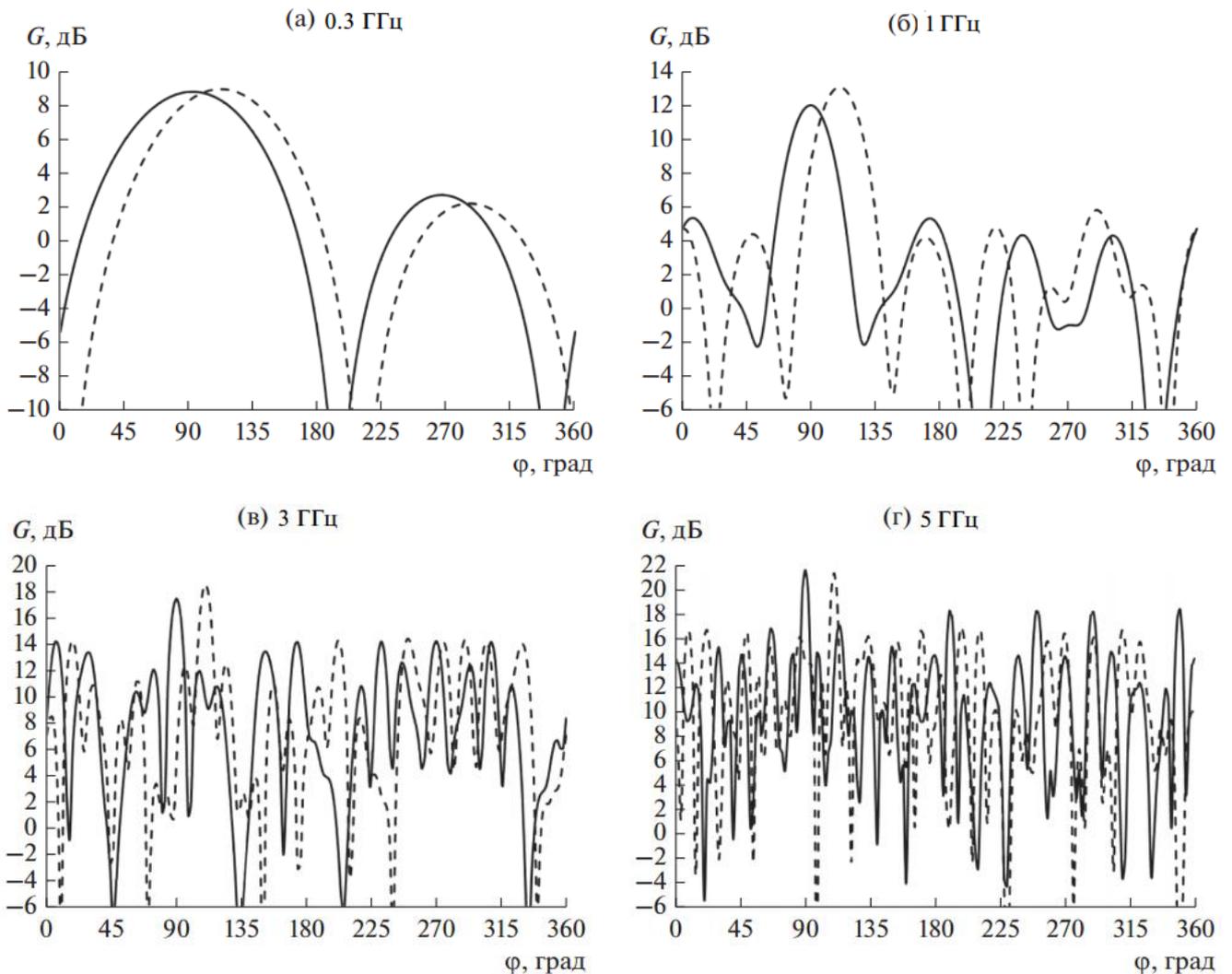


Рис. 4.6. Диаграммы направленности в H - плоскости цилиндрической решетки из девяти ЛАР на 4-х частотах

На рис. 4.6 в тех же обозначениях показаны диаграммы направленности цилиндрических антенных решеток из девяти ЛАР вырезок из биконуса на четырех частотах. Видно, что при повышении частоты от 0.3 до 5 ГГц боковые лепестки диаграммы направленности достигают уровня -4 дБ относительно уровня главного лепестка

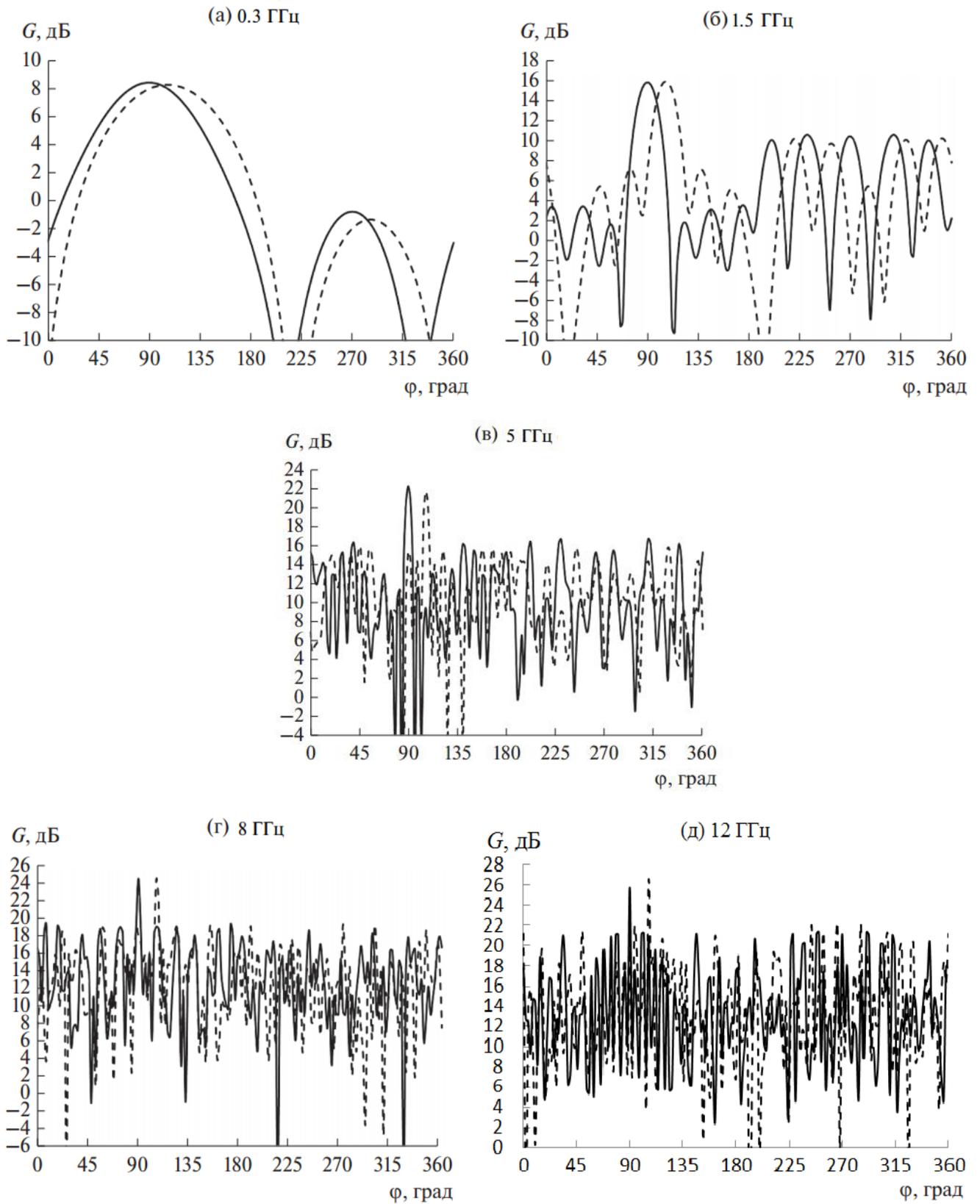


Рис. 4.7. Диаграммы направленности в H - плоскости цилиндрической решетки из одиннадцати ЛАР на 5-и частотах

На рис. 4.7 в тех же обозначениях показаны диаграммы направленности цилиндрических фазированных антенных решеток из одиннадцати ЛАР на пяти частотах. Видно, что при увеличении частоты от 0.3 до 12 ГГц (в 40 раз) относительный уровень боковых лепестков вырастает от -9 дБ до -5 дБ. При этом коэффициент усиления цилиндрической решетки растет от 8 до 26 дБ.

Следует отметить, что коэффициенты усиления цилиндрических решеток с различным числом элементов на одинаковых частотах мало отличаются. Это связано с тем, что диаметр решеток не зависит от числа элементов.

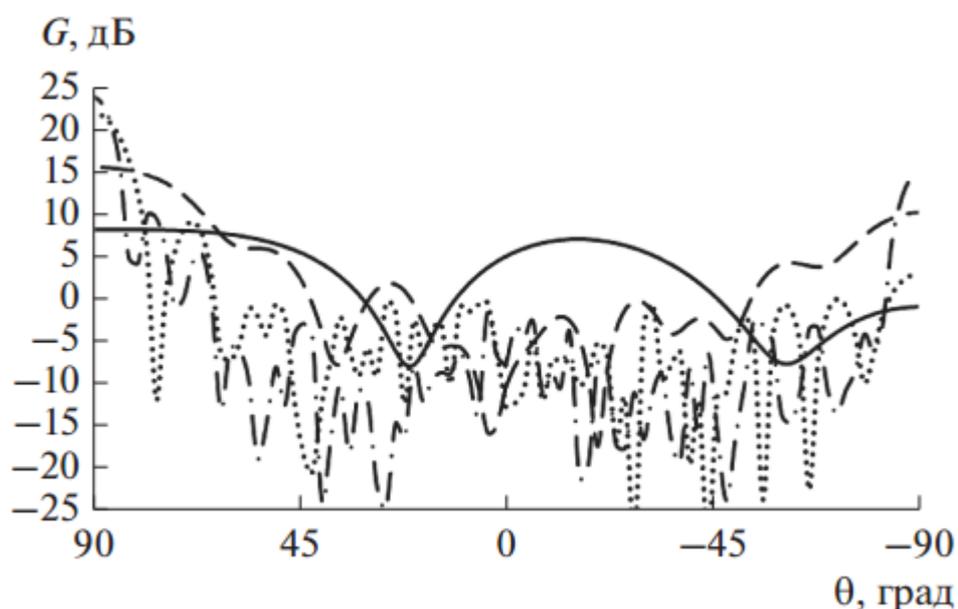


Рис. 4.8. Диаграммы направленности в E - плоскости цилиндрической решетки из одиннадцати ЛАР на 4-х частотах при $\varphi = \varphi_1 = 0$

Диаграмма направленности цилиндрической решетки в E - плоскости верхней части полупространства в центре углового периода на частоте 0.3 ГГц приведена на рис. 4.8 сплошной линией, на частоте 1.5 ГГц – штриховой линией, на частоте 5 ГГц – пунктиром, а на частоте 8 ГГц – штрих – пунктиром. Диаграмма направленности в E - плоскости нижней части полупространства в данном разделе не приведена, поскольку из-за симметрии задачи она имеет такую же форму. Положительный и отрицательный знак угла θ на рис. 4.8 соответствуют $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$.

Как видно на рисунке диаграммы направленности цилиндрической решетки в E - плоскости на высоких частотах близки к соответствующим диаграммам линейного синфазного источника с равномерным амплитудным распределением [29]. Диаграммы направленности цилиндрической решетки E - плоскости при $\varphi = \varphi_2$ имеют аналогичный вид, поэтому не приводятся.

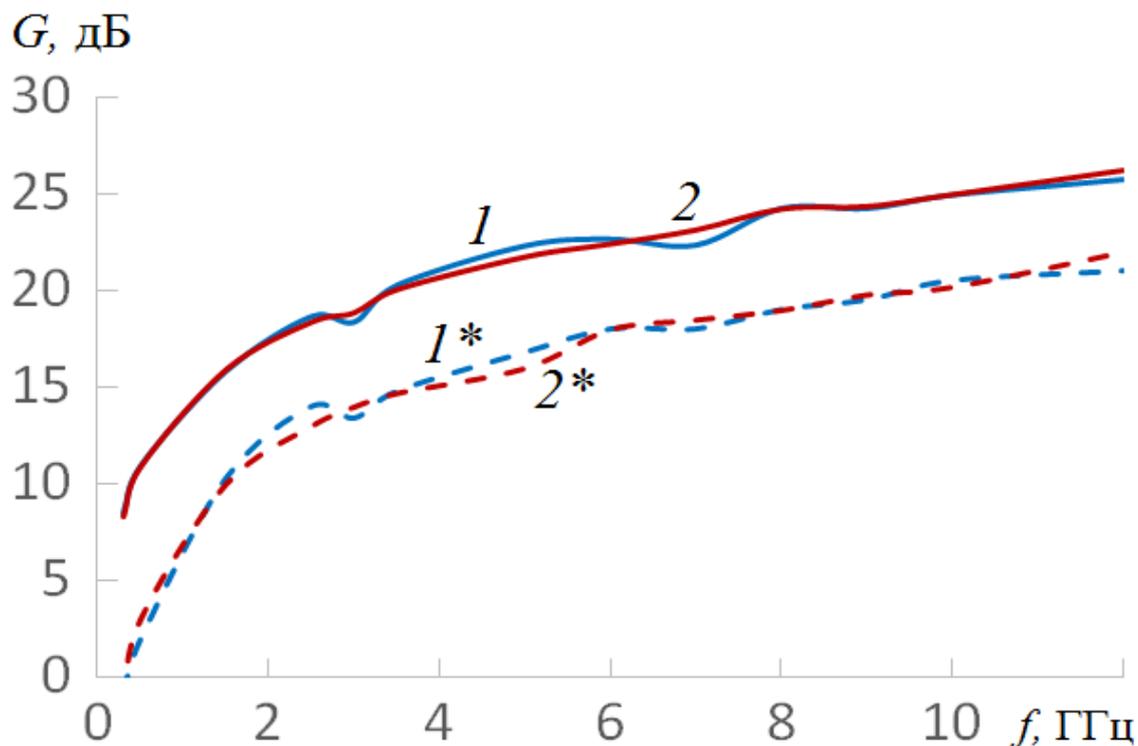


Рис. 4.9. Зависимости КУ ЦАР из 11-и ЛАР (1, 2) и уровня бокового лепестка (1*, 2*) от частоты в H - плоскости.

На рис. 4.9 сплошными линиями 1, 2, соответственно, показаны зависимости КУ ЦАР из 11-и ЛАР для двух положений луча $\varphi_1 = 0$ и $\varphi_2 = \Psi/2 = 16.4^\circ$, а штриховыми 1*, 2* - уровень бокового лепестка. Видно, что при увеличении частоты от 0.27 до 12 ГГц (в 45 раз) относительный уровень бокового излучения вырастает от -9 дБ до -5 дБ, а КУ растет от 8 до 26 дБ.

Коэффициент отражения цилиндрической антенной решетки R находим по формуле:

$$R = \left| \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N S_{ij} \exp(i2\varphi_j) \right| \quad (4.2)$$

где S_{ij} – коэффициент передачи со входа i -ой ЛАР на выход j -ой ЛАР, N – количество ЛАР в решетке, φ_j – фазовой сдвиг между i -ой и j -ой ЛАР.

На рис. 4.10а – 4.10г сплошными линиями показаны результаты моделирования зависимости коэффициента отражения от частоты, соответственно, 30 , 42 , 54 и 66 - элементной цилиндрической фазированной решетки с учетом сдвига фаз, использованного для формирования луча под углом $\varphi = \varphi_1$, а штриховыми линиями – для $\varphi = \varphi_2$. Для сравнения на рисунке показаны коэффициенты отражения ЛАР в свободном пространстве (пунктиром) и ЛАР в составе соответствующей цилиндрической решетки (штрих-пунктиром). При расчете коэффициента отражения мы ограничились полосой частот, в которой относительный уровень боковых лепестков диаграммы направленности не очень высок (см. выше).

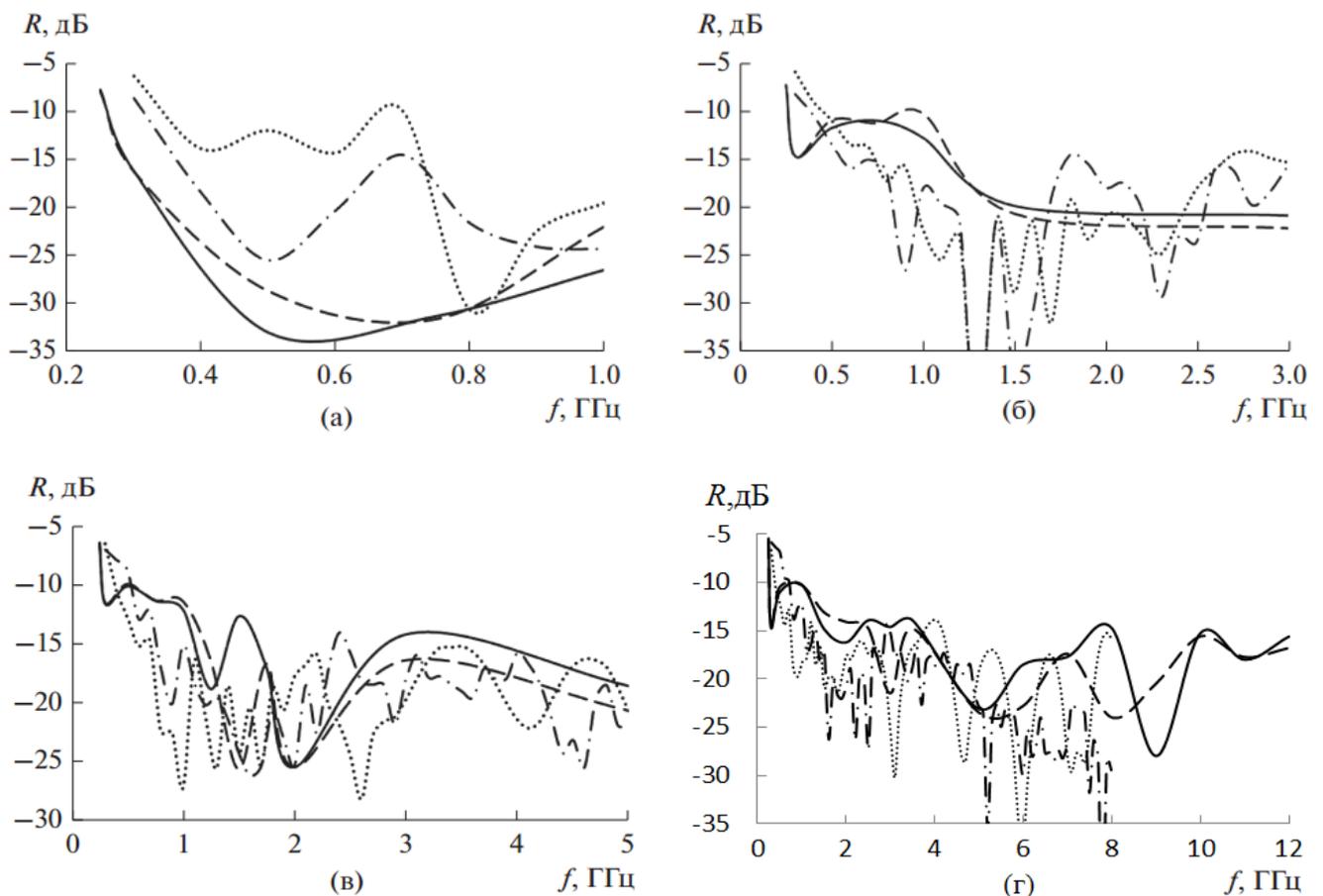
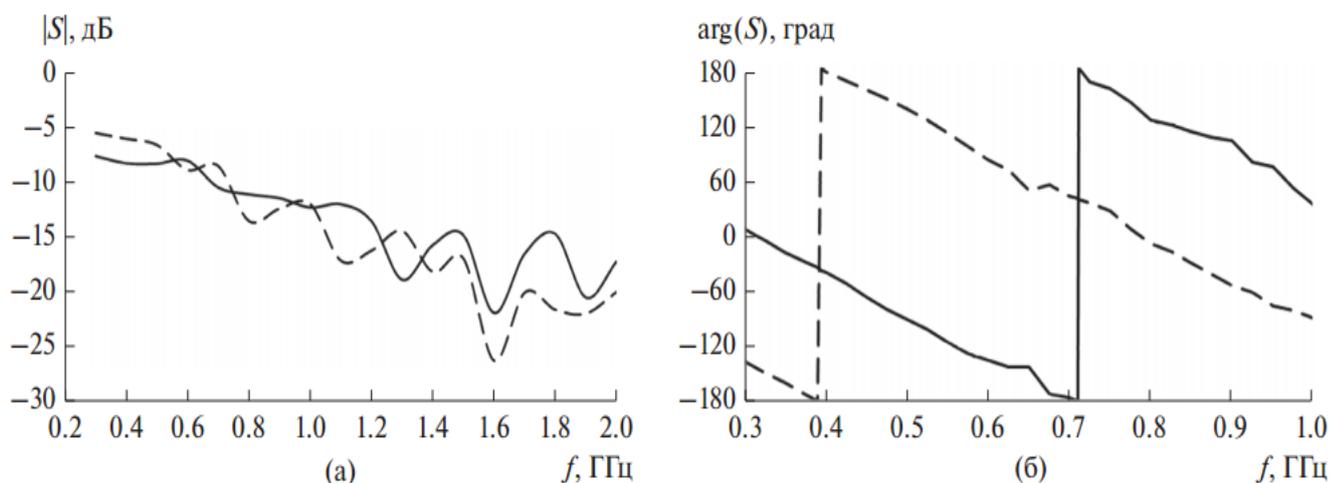


Рис. 4.10. Зависимости коэффициента отражения от частоты

На рис. 4.10 видно, что частотные зависимости коэффициента отражения решеток с различным числом элементов отличаются довольно сильно, а при изменении угла сканирования – слабо. При этом нижняя частота согласования решеток с различным числом элементов по уровню – 10 дБ для обоих углов сканирования примерно равна 0.27 ГГц (для 66-элементной решетки).

Рис. 4.11. Зависимости модуля (а) и фазы (б) коэффициентов S_{11} , S_{12} от частоты

Интересно отметить, что нижняя частота согласования на входе фазированной цилиндрической решетки существенно ниже соответствующей частоты ЛАР, как в свободном пространстве, так и в составе цилиндрической решетки. Это можно объяснить противоположными знаками величин S_{11} и S_{12} в сумме (4.2), которые определяют основной вклад в величину коэффициента отражения на входе цилиндрической решетки. В качестве подтверждения на рис. 4.11 сплошной и штриховой линиями показаны частотные зависимости, соответственно, S_{11} и S_{12} для цилиндрической решетки из 11-и ЛАР.

Ранее уже отмечалось, что взаимодействие элементов решетки в E -плоскости приводит к понижению нижней частоты согласования [41]. В данном разделе подобный эффект наблюдается при взаимодействии элементов в H -плоскости.

4.2. СВЕРХДИАПАЗОННАЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКАЯ ФАР *ТЕМ*-РУПОРОВ

4.2.1. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОГЛАСОВАНИЯ

Конструкция ЦАР приведена на рис. 4.12. На рис. 4.12а показан элемент ЦАР в виде *ТЕМ*-рупора, на рис. 4.12б-г, соответственно, вид сверху, сбоку и общий вид ЦАР. ЦАР состоит из 40 ЛАР (360°) *ТЕМ*-рупоров, входы которых расположены на цилиндрической поверхности радиусом $R_0 = 86$ мм. Внутри решетки находится соосный цилиндрический экран с радиусом R_1 . *ТЕМ*-рупор имеет размеры: $W = 1$ мм, $L = 100$ мм, $P_x = 30$ мм, $P_y = 20$ мм, $Z_{\text{вход}} = 100$ Ом.

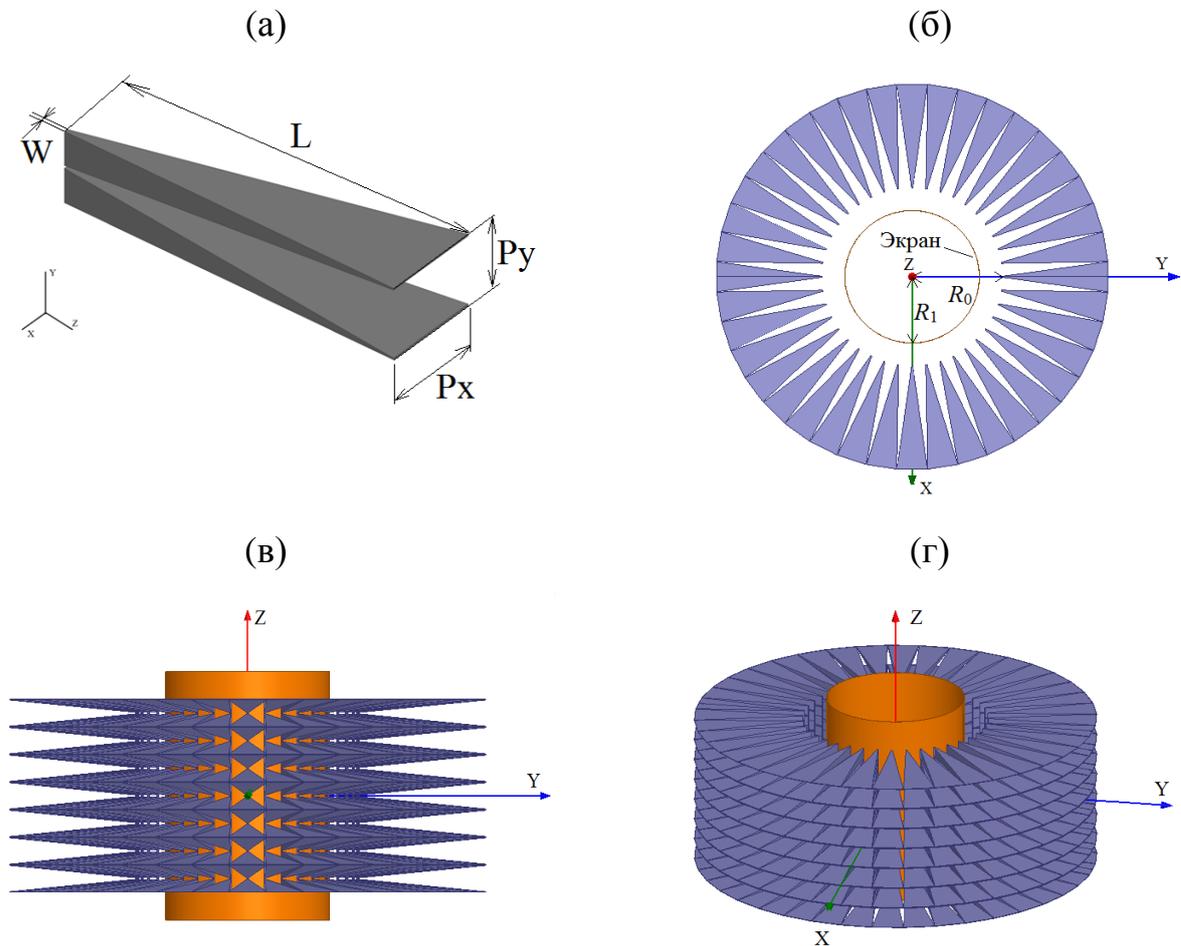


Рис. 4.12. Конструкция ЦАР

Рассмотрим три варианта ЦАР: 1. ЛАР имеет 8 элементов, радиус экрана $R_1 = 26$ мм, 2. ЛАР имеет 8 элементов, радиус экрана $R_1 = 64$ мм, 3. ЛАР имеет 16 элементов, радиус экрана $R_1 = 26$ мм.

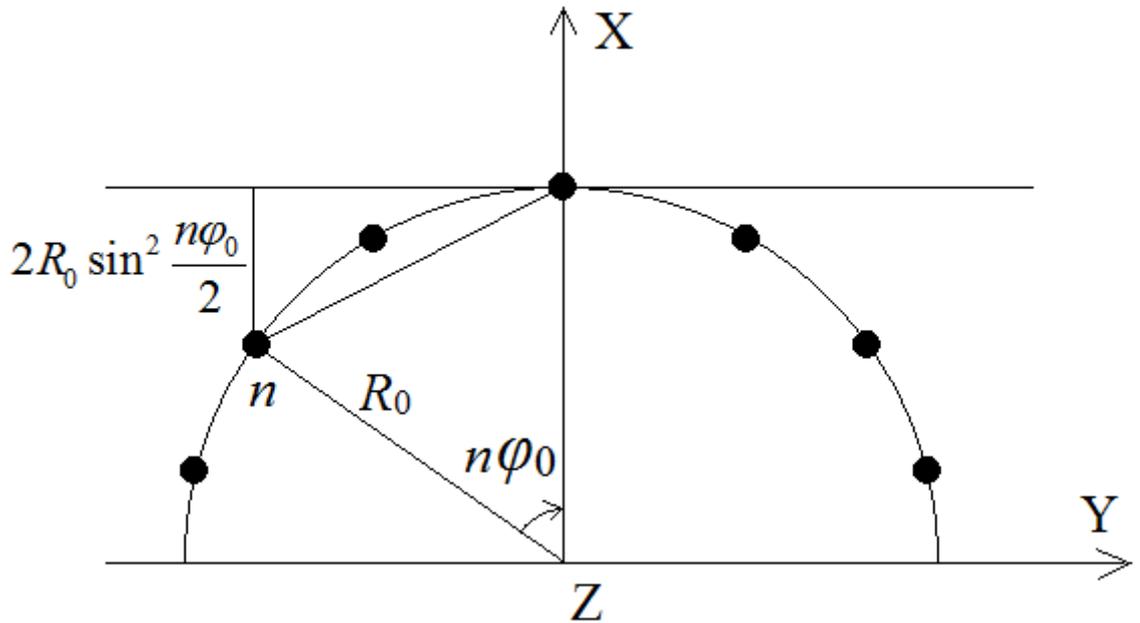


Рис. 4.13. Схема определения фазового сдвига ЛАР

Величину сдвига по времени (задержки) для n -ой ЛАР относительно центральной ЛАР, обеспечивающей формирование плоского фронта при излучении решётки вдоль оси X нетрудно получить из геометрии рис. 4.13. В результате, получаем:

$$\Psi_n = -2R_0 \sin^2 \frac{n\varphi_0}{2} \quad (4.3)$$

где $\varphi_0 = 9^\circ$, $n\varphi_0$ - угол между n -ой ЛАР и центральной ЛАР, Ψ_n - величина задержки.

Коэффициент отражения решетки при этом определяется формулой;

$$R = \frac{1}{NM} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M [S_{nm} \exp(j2\Psi_n)] \quad (4.4)$$

где N – количество ЛАР, M – количество рупоров в ЛАР, S_{nm} – элементы матрицы рассеяния полотна ЦАР (коэффициенты связи).

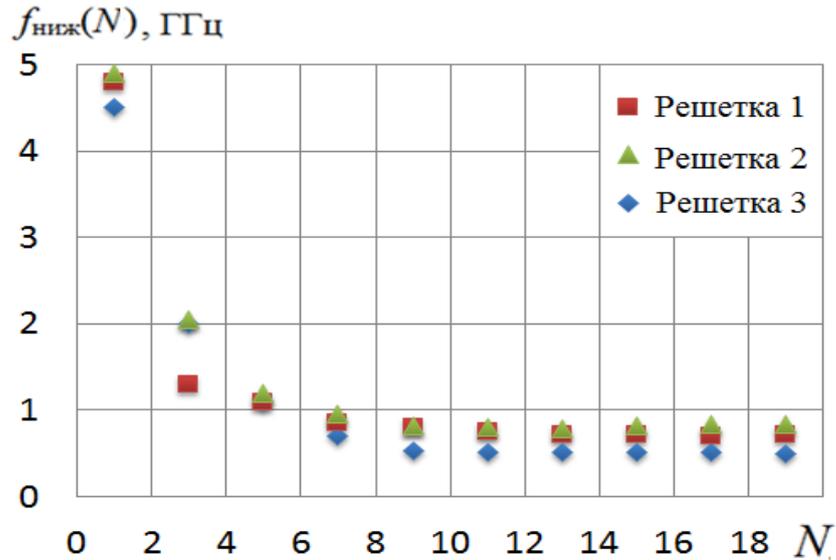


Рис. 4.14. Зависимость нижней частоты согласования от числа возбужденных ЛАР

С использованием рассчитанных методом конечных элементов величин S_{nm} и формулы (4.4) проведем исследование нижней частоты согласования ЛАР по уровню отражения -10 дБ в зависимости от числа возбужденных ЛАР. Результаты исследования приведены на рис. 4.14. На рисунке видно, что с увеличением числа возбужденных ЛАР для всех вариантов ЦАР нижняя частота уменьшается. При возбуждении 7-и ЛАР и более нижняя частота уже практически не меняется и для трех вариантов ЦАР 1, 2, 3 равна, соответственно, 0.7, 0.8 и 0.5 ГГц.

На рис. 4.15-4.17 приведены частотные зависимости коэффициентов связи для трех вариантов ЦАР.

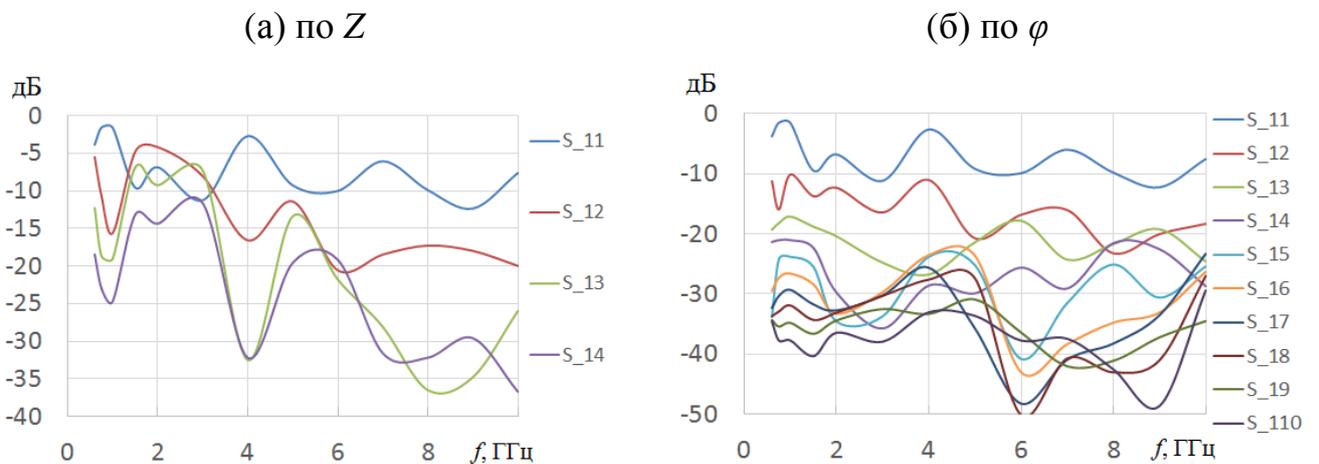


Рис. 4.15. Коэффициенты связи варианта 1

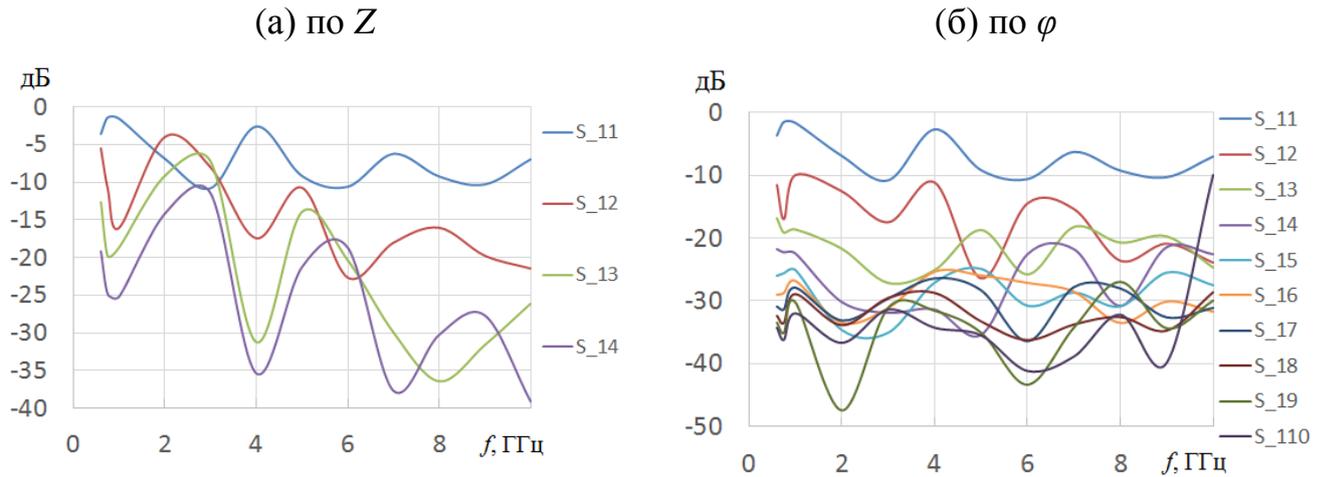


Рис. 4.16. Коэффициенты связи варианта 2

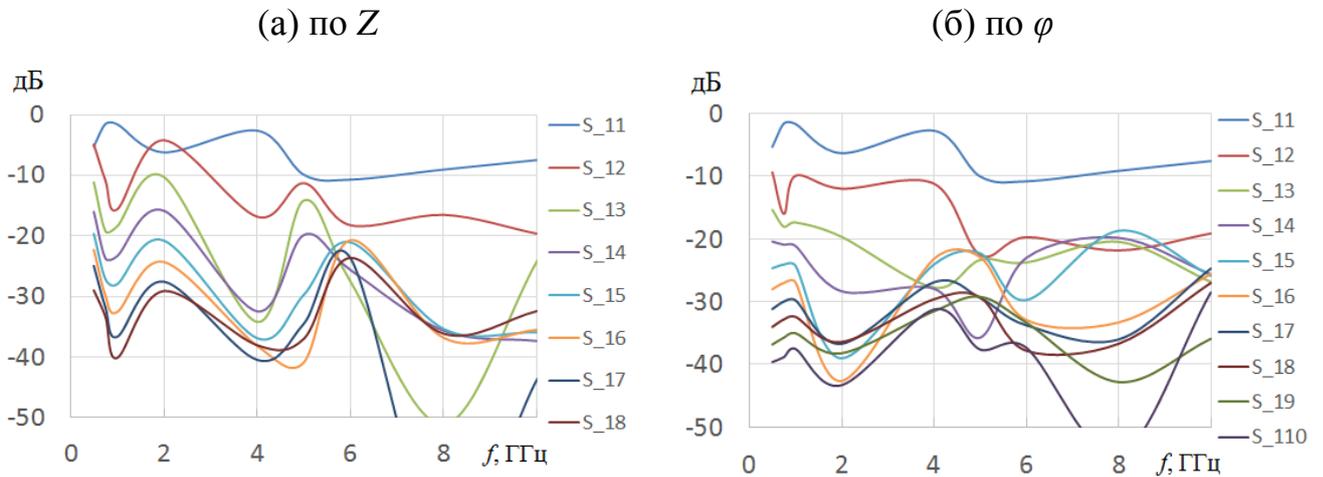


Рис. 4.17. Коэффициенты связи варианта 3

На рисунках видно, что взаимодействие между элементами ЦАР достаточно сильное, причем между рупорами в ЛАР (по Z) более сильное, чем между ЛАР (по φ). При возбуждении нескольких элементов происходит компенсация отраженных волн за счет взаимной связи элементов решетки. При этом именно сильная связь уменьшает величину коэффициента отражения на нижних частотах по сравнению с коэффициентом отражения отдельного элемента (S_{11}). Это хорошо видно на рис. 4.18, на котором сплошной, штриховой и пунктирной линиями показаны частотные зависимости коэффициента отражения, соответственно, для 1, 2 и 3 варианта ЦАР с 19 возбужденными ЛАР в режиме формирования плоского фронта при излучении решетки вдоль оси X , рассчитанная с использованием формулы (4.4). Как видно на

рис. 4.18 полоса согласования первого, второго и третьего варианта ЦАР более 28:1, 25:1 и 40:1, соответственно.

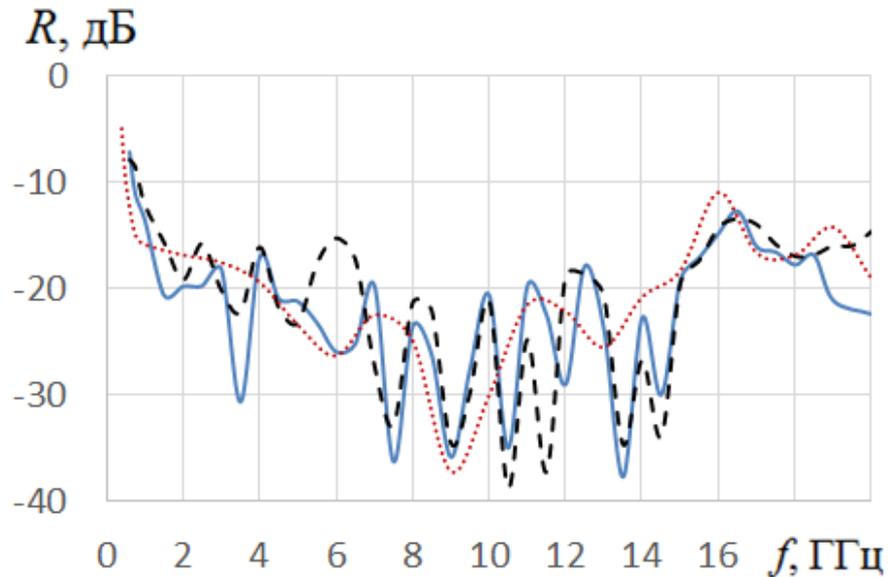


Рис. 4.18. Зависимость коэффициента отражения ЦАР с 19 возбужденными ЛАР от частоты

4.2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ЦАР

Далее с использованием метода конечных элементов исследуем характеристики излучения вариантов 1 и 2, которые отличаются только диаметрами экрана.

При положении оси цилиндрической решётки в начале координат и положении центрального элемента ЛАР на оси X выражение для поля ЦАР с $N=2k+1$ симметрично возбужденными ЛАР в дальней зоне можно представить в

$$\text{виде: } E_N = \sum_{n=-k}^k A(\varphi - n\varphi_0) \exp(i\Phi(\varphi - n\varphi_0)) \exp(i\Psi_n), \quad (4.5)$$

где $A(\varphi)$, $\Phi(\varphi)$ – соответственно, амплитудная и фазовая диаграммы ЛАР.

На рис. 4.19 – 4.22 показаны амплитудная и фазовая диаграммы ЛАР в азимутальной плоскости на частотах 1, 5, 10 и 20 ГГц, соответственно. Сплошная линия на рисунках соответствует варианту 1, а штриховой варианту 2.

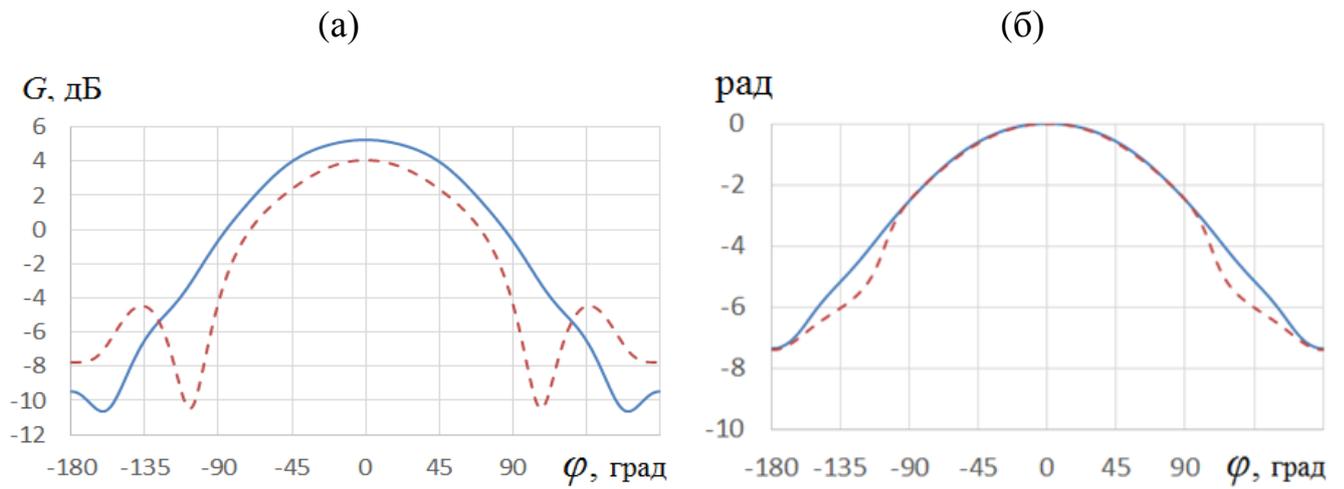


Рис. 4.19. Амплитудная (а) и фазовая (б) ДН ЛАР в составе ЦАР в H -плоскости на частоте 1 ГГц

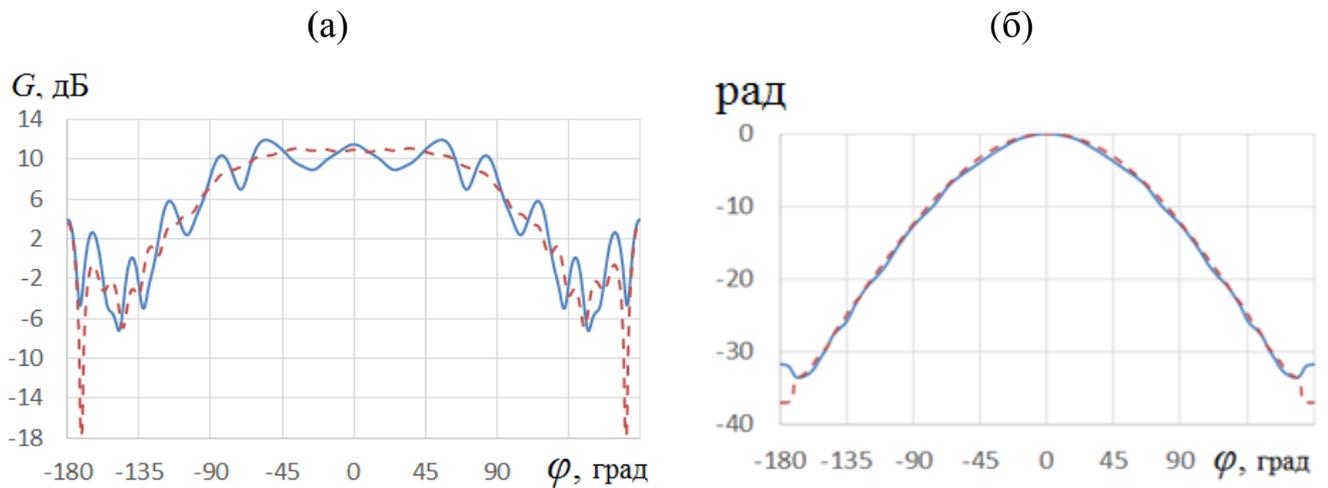


Рис. 4.20. Амплитудная (а) и фазовая (б) ДН ЛАР в составе ЦАР в H -плоскости на частоте 5 ГГц

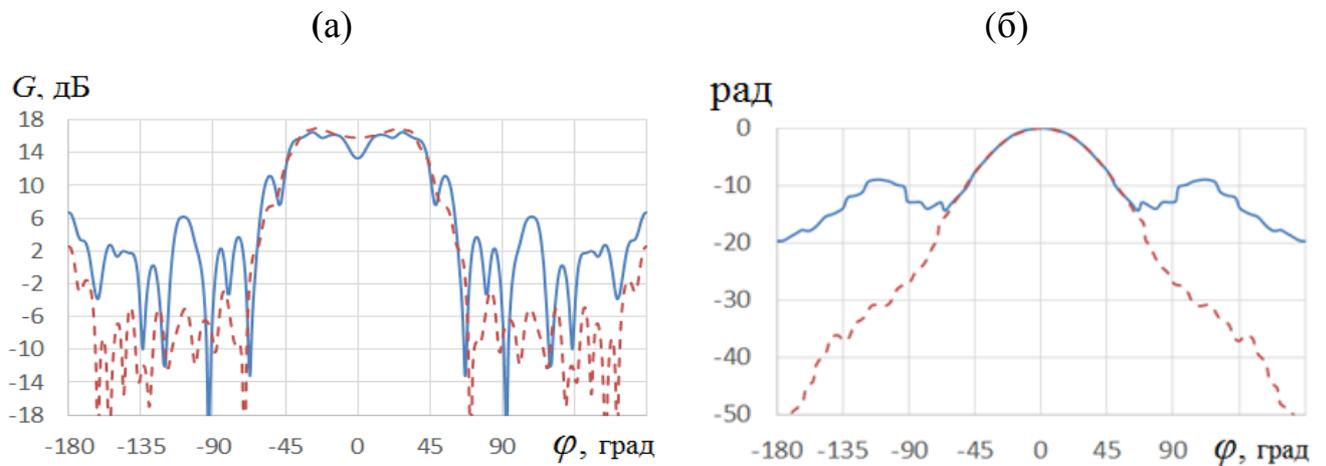


Рис. 4.21. Амплитудная (а) и фазовая (б) ДН ЛАР в составе ЦАР в H -плоскости на частоте 10 ГГц

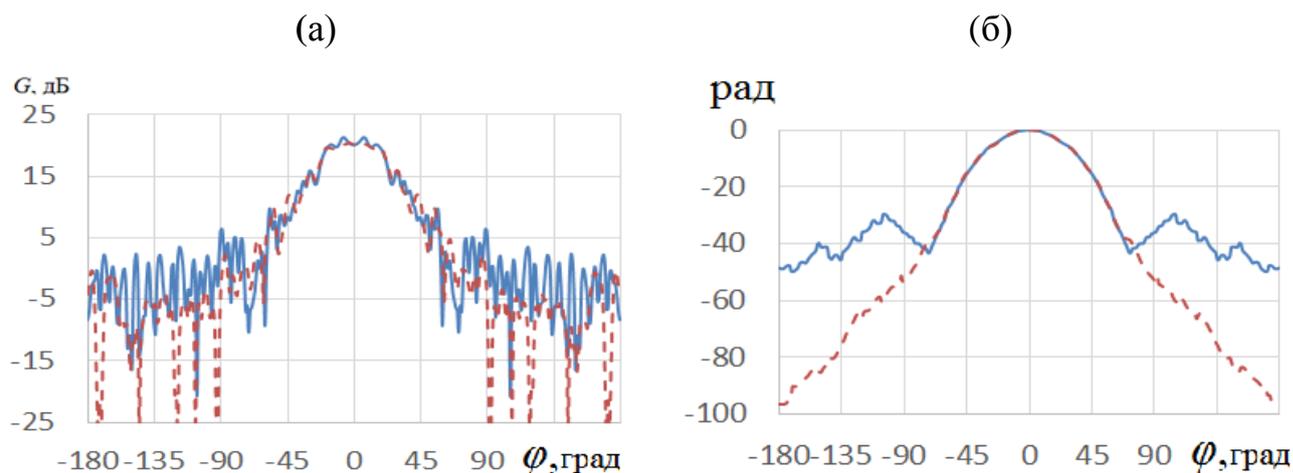


Рис. 4.22. Амплитудная (а) и фазовая (б) ДН ЛАР в составе ЦАР в H -плоскости на частоте 20 ГГц

На рис. 4.19 – 4.22 видно, что амплитудная и фазовая диаграммы варианта 2 на всех частотах более гладкие, чем варианта 1.

Далее с использованием формулы (4.5) и прямой численной процедуры проведем исследование ДН на частотах 1, 5, 10 и 20 ГГц для вариантов 1, 2 в зависимости от числа возбужденных ЛАР. Результаты расчетов ДН в H -плоскости представлены на рис. 4.23 – 4.26, а в E -плоскости - на рис. 4.27 – 4.30. Кривыми 1 – 4 на рисунках представлены ДН ЦАР для $N=5, 9, 13, 17$, соответственно. Сплошными линиями здесь и дальше – результаты расчета по формуле (4.5), штриховыми – с использованием прямой численной процедуры.

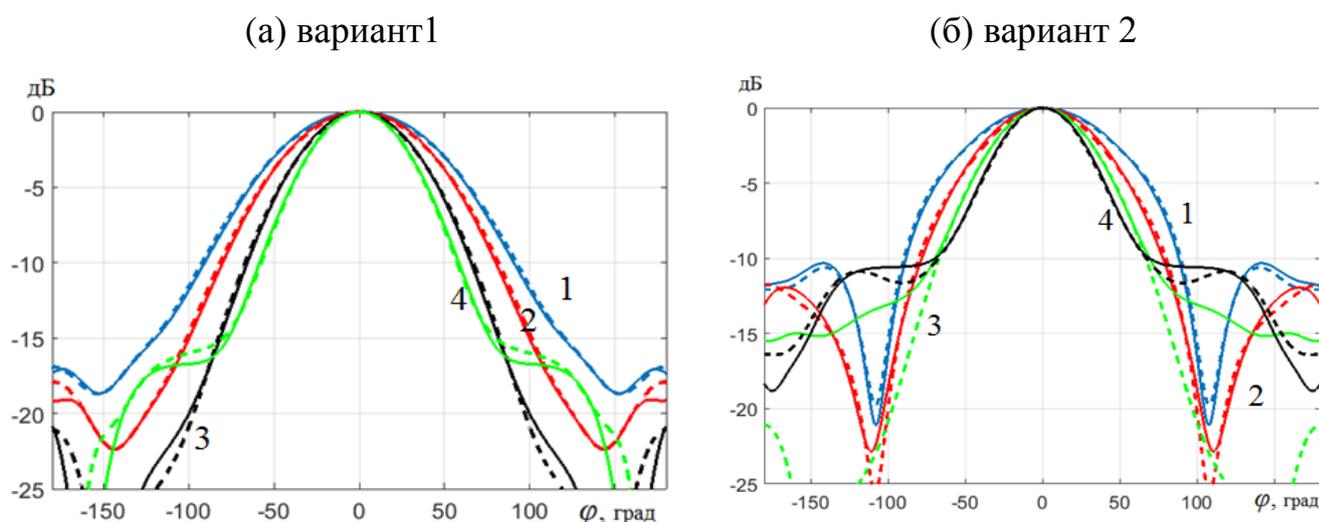


Рис. 4.23. ДН ЦАР в H -плоскости в зависимости от числа возбужденных ЛАР на частоте 1 ГГц

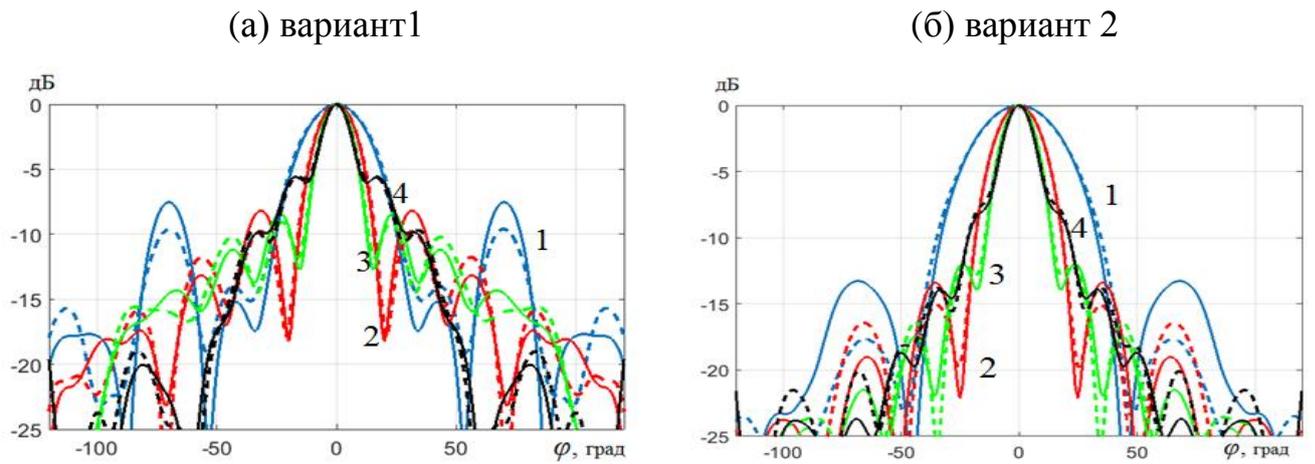


Рис. 4.24. ДН ЦАР в H - плоскости в зависимости от числа возбужденных ЛАР на частоте 5 ГГц

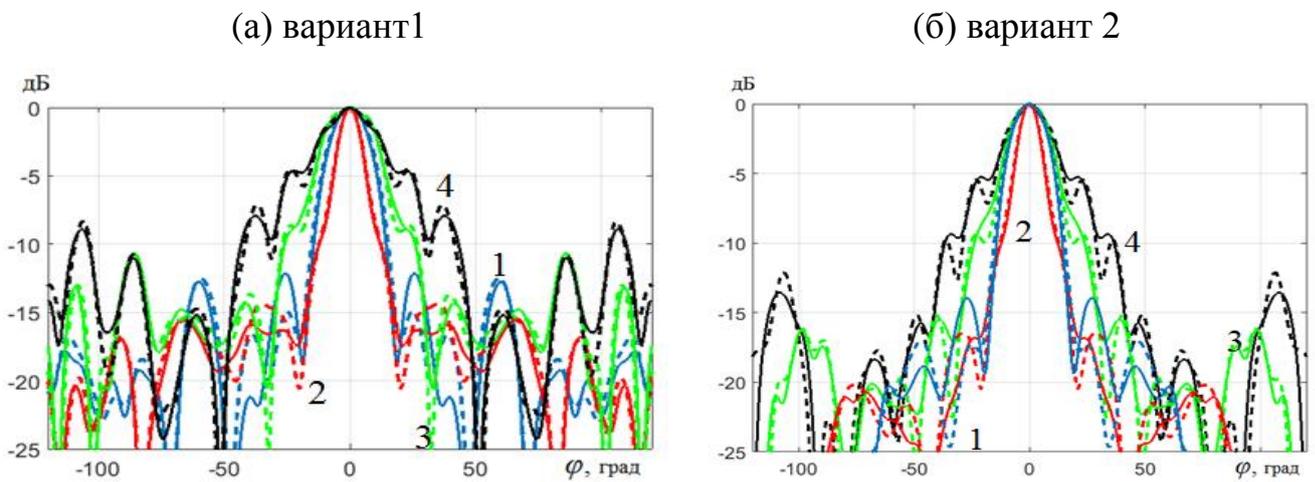


Рис. 4.25. ДН ЦАР в H - плоскости в зависимости от числа возбужденных ЛАР на частоте 10 ГГц

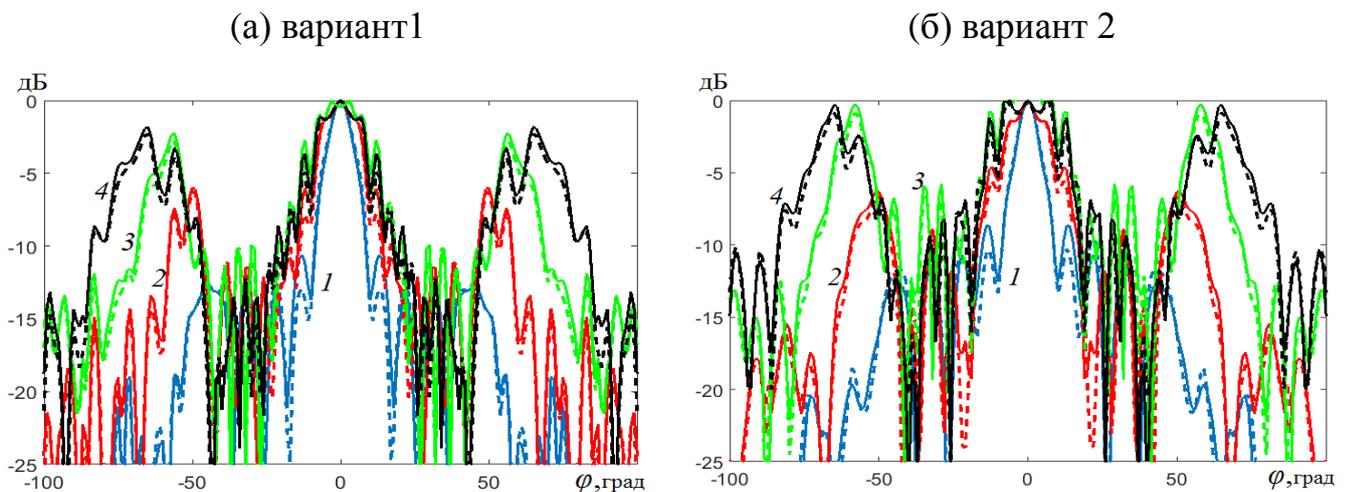


Рис. 4.26. ДН ЦАР в H - плоскости в зависимости от числа возбужденных ЛАР на частоте 20 ГГц

На рис. 4.23 – 4.26 видно, что с увеличением числа возбужденных ЛАР до 17- и ЛАР на низких и средних частотах формируются узкие лучи, а на высоких частотах, с увеличением N , начиная с $N=13$, лучи начинают расширяться, а боковые лепестки - расти. Особенно заметен этот эффект на высоких частотах и для варианта 1.

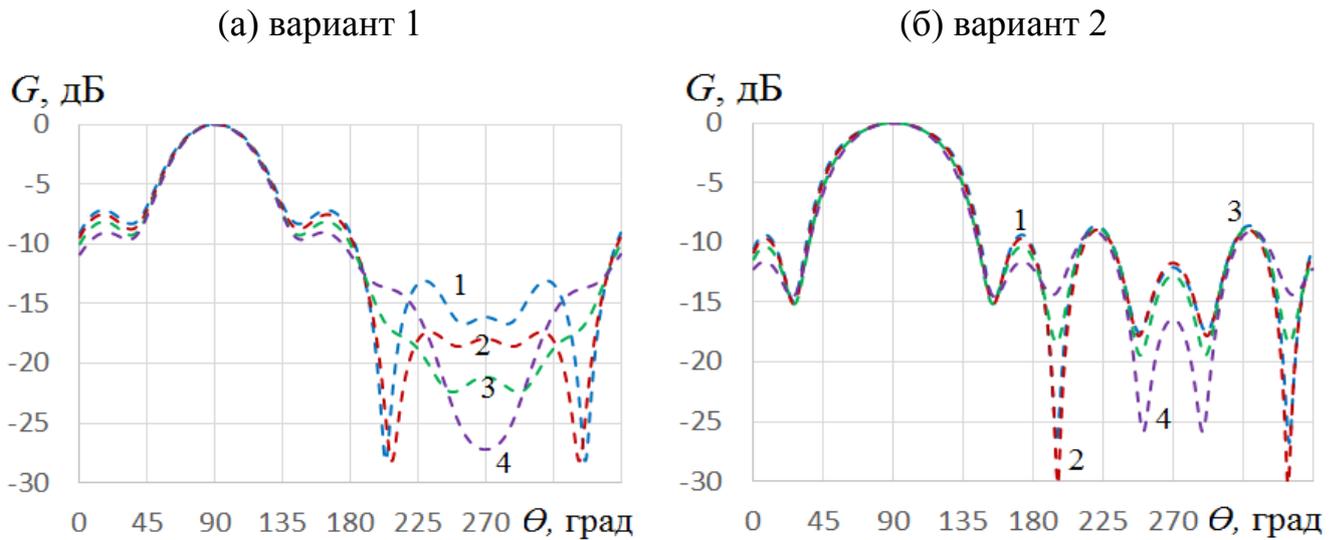


Рис. 4.27. ДН ЦАР в E - плоскости в зависимости от числа возбужденных ЛАР на частоте 1 ГГц

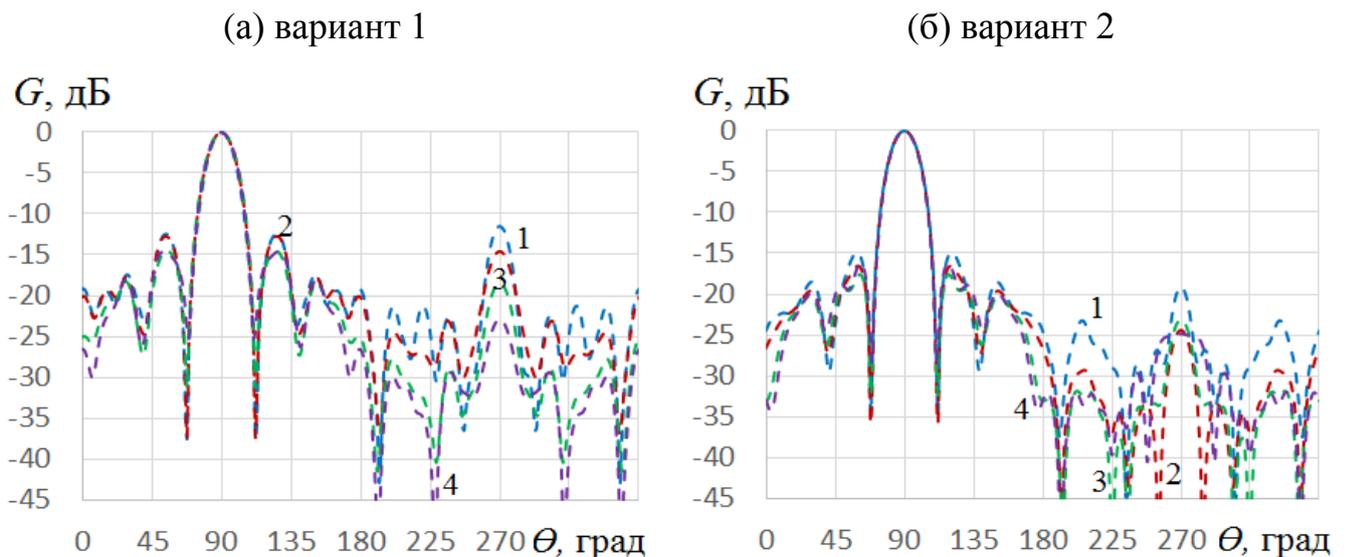


Рис. 4.28. ДН ЦАР в E - плоскости в зависимости от числа возбужденных ЛАР на частоте 5 ГГц

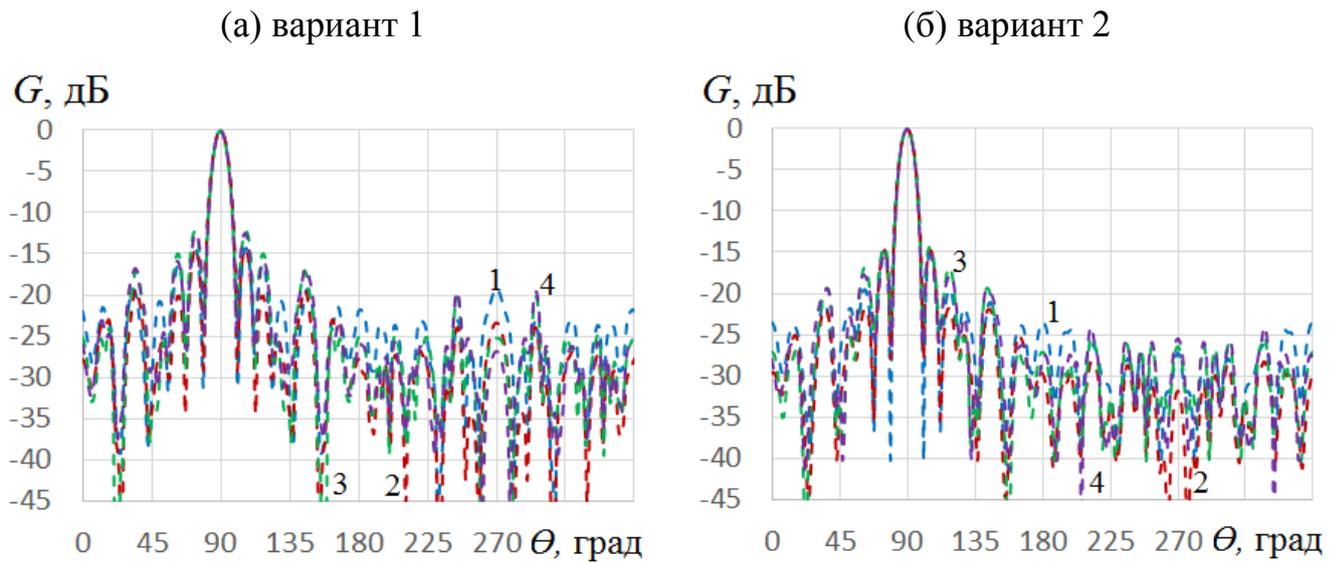


Рис. 4.29. ДН ЦАР в E - плоскости в зависимости от числа возбужденных ЛАР на частоте 10 ГГц

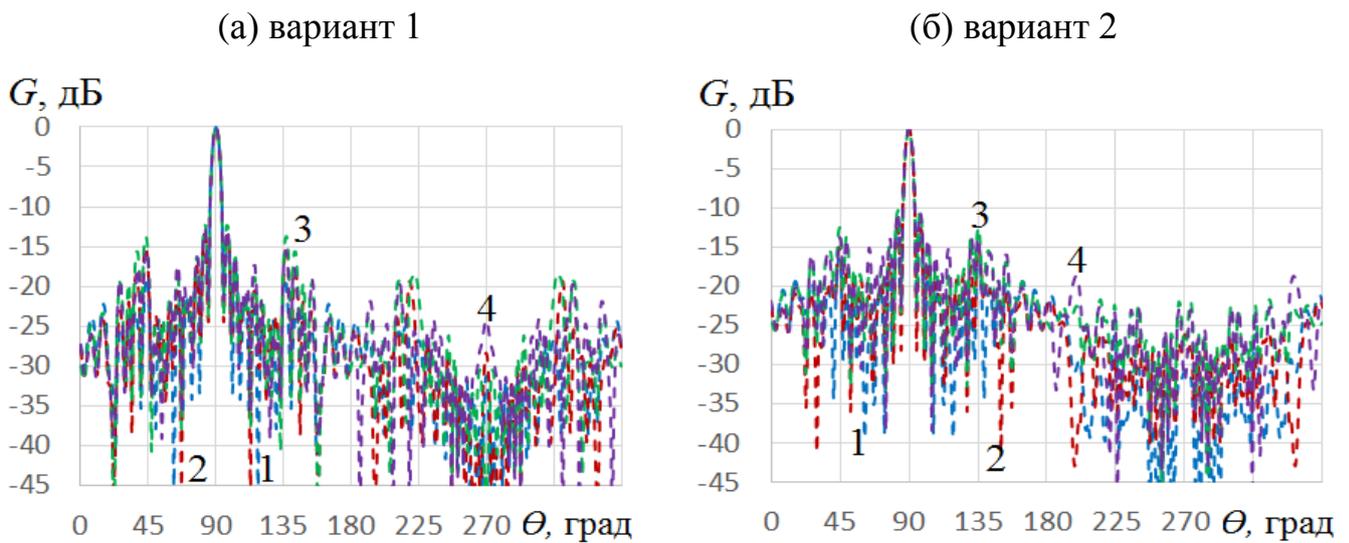


Рис. 4.30. ДН ЦАР в E - плоскости в зависимости от числа возбужденных ЛАР на частоте 20 ГГц

На рис. 4.27 – 4.30 видно, что при изменении числа возбужденных ЛАР меняется только уровень боковых лепестков ДН, причем наиболее заметно для варианта 1.

Результаты расчета коэффициента усиления ЦАР на четырех частотах приведены на рис. 4.31.

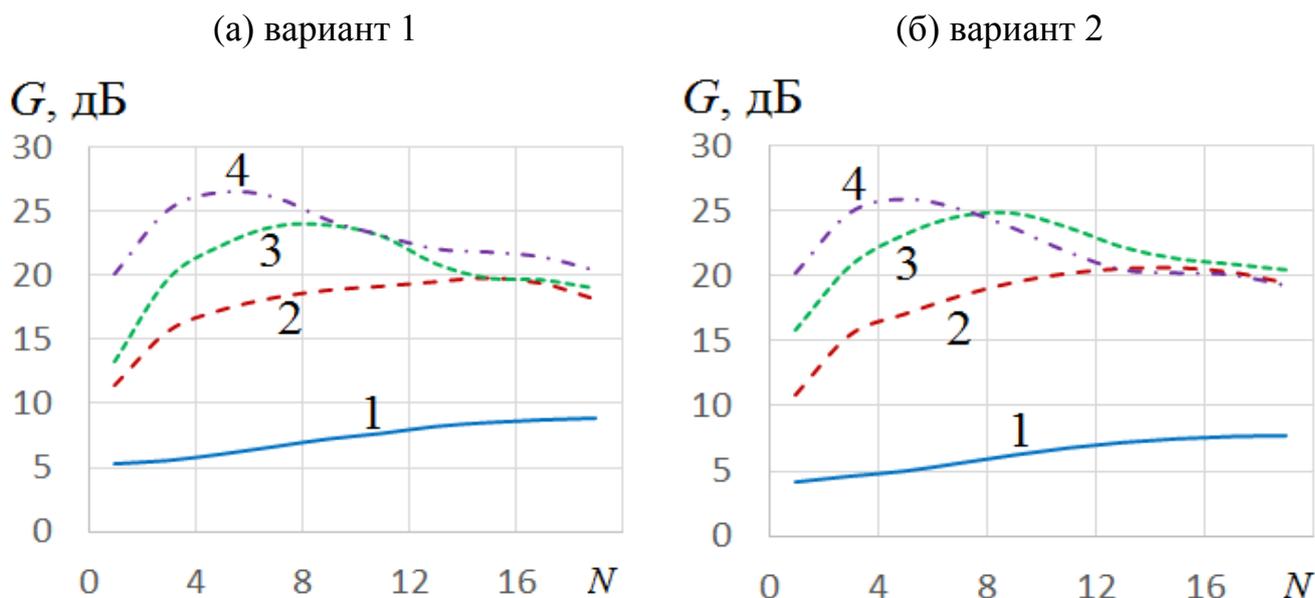


Рис. 4.31. Зависимость коэффициента усиления ЦАР от числа возбужденных ЛАР на частотах: 1 ГГц – кривая 1, 5 ГГц – кривая 2, 10 ГГц – кривая 3, 20 ГГц – кривая 4.

На рис. 4.31 видно, что для обоих вариантов с увеличением числа возбужденных ЛАР усиление ЦАР растет, но, начиная с определенного числа, рост замедляется, а затем происходит падение, причем это число уменьшается с увеличением частоты. Тем не менее, с увеличением частоты при оптимальном числе возбужденных линеек усиление ЦАР – растет.

ВЫВОДЫ

- Использование цилиндрической антенной решетки позволяет существенно увеличить коэффициент усиления по сравнению с коллинеарной решеткой (для решетки из 11-и ЛАР из биконусов до 26 дБ на верхних частотах, до 27дБ - для ЦАР *ТЕМ*- рупоров).

Для ЦАР биконусов и вырезов из биконусов:

- При фазовом сканировании в *H*- плоскости характеристики цилиндрической антенной решетки биконусов при положении луча в центре и на краю углового периода решетки мало меняются.

- Полоса рабочих частот цилиндрической антенной решетки снизу ограничена ростом коэффициента отражения, а сверху – ростом уровня бокового излучения. При этом с увеличением числа линейных подрешеток (при постоянном диаметре цилиндрической решетки) нижняя частота не меняется, а верхняя – растет.

- При ограничении бокового излучения уровнем – 5 дБ полоса рабочих частот цилиндрической фазированной антенной решетки из 11-и ЛАР при сканировании в H – плоскости примерно равна 1:45, т.е. реализован сверхдиапазонный режим сканирования в полном азимутальном угле.

Для ЦАР TEM - рупоров:

- Все исследованные варианты полотна цилиндрической антенной решетки, содержащей 40 линейных решеток TEM - рупоров с металлизацией межрупорного пространства и экраном обеспечивает сверхдиапазонный режим работы.

- Для каждой частоты существует оптимальное число возбужденных ЛАР, которое обеспечивает максимальную величину коэффициента усиления ЦАР. Эта величина растет с увеличением частоты.

- Результаты расчета зависимостей ДН в зависимости от числа возбужденных ЛАР двумя использованными в работе численными методами близки между собой.

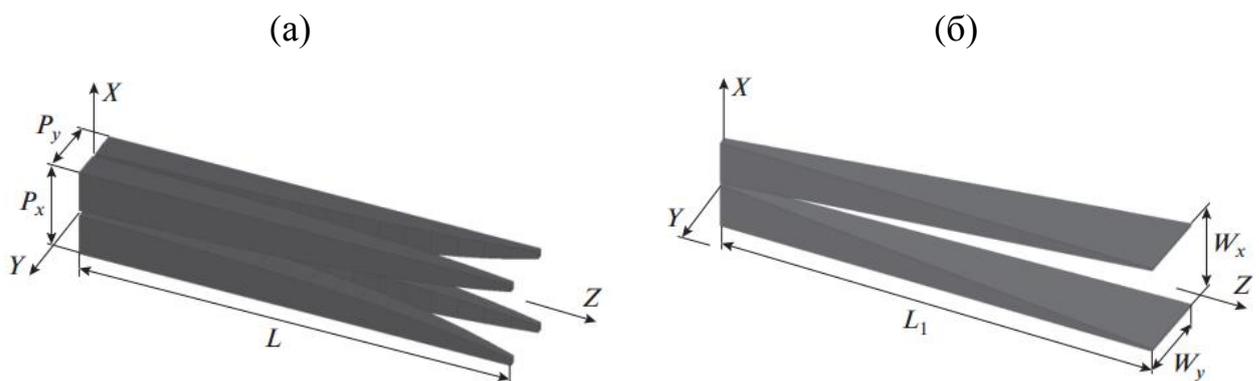
ГЛАВА 5. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯНИЯ СВЕРХДИАПАЗОННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

К известным способам уменьшения радиолокационной заметности антенн в ограниченном секторе углов и частот, сохраняющих в определенной степени их характеристики излучения, относятся в первую очередь, способы с использованием обтекателей и экранов из отражающих, поглощающих, рассеивающих и переизлучающих частотно - селективных структур (ЧСС), а также с использованием ЧСС с преобразованием поляризации [45 -54]. Естественно, чем шире полоса рабочих частот, тем сложнее сохранить требуемые характеристики антенны при том или другом способе уменьшения радиолокационной заметности. Дополнительные сложности возникают при подавлении рассеяния сканирующих антенных решеток, что с одной стороны связано с многолучевым характером рассеяния решеток, а с другой стороны – с изменением их характеристик при сканировании.

В данной главе путем электродинамического моделирования с использованием метода конечных элементов проведем исследование характеристик рассеяния двух исследованных в главах 1, 3 сверхдиапазонных ФАР.

5.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим задачу рассеяния плоской линейно поляризованной электромагнитной волны, падающей на один из трех типов антенных решеток с одинаковым размером апертуры.



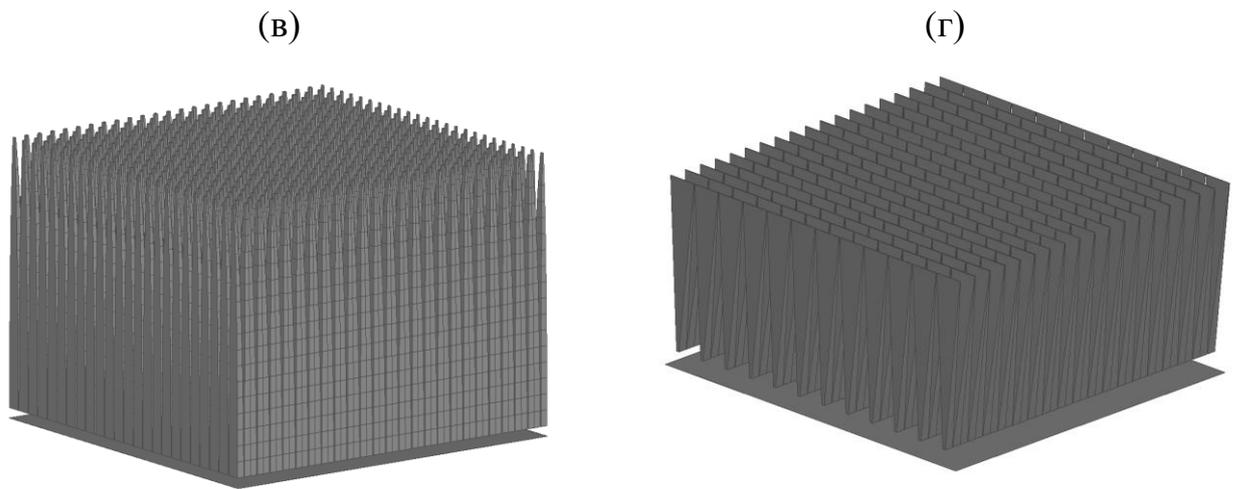


Рис. 5.1. Элементы и общие виды решеток

Решетка 1, предложенная в работах [33-35], состоит из 576 проводников квадратного переменного сечения. Элемент решетки показан на рис. 5.1а, а общий вид – на рис. 5.1в. Входной импеданс элемента $Z_0 = 25$ Ом, длина элемента $L = 260$ мм, период $P_x = P_y = 15$ мм.

Решетка 2, предложенная в [32], состоит из 216 *TEM*-рупоров (18x12) с металлизацией межрупорного пространства. Элемент решетки показан на рис. 5.1б, а общий вид – на рис. 5.1г. Входной импеданс элемента $Z_0 = 75$ Ом, период $W_x = 20$ мм, период $W_y = 30$ мм, длина элемента $L_1 = 150$ мм.

Решетка 3 состоит из 384 полых прямоугольных металлических волноводов (24x16) с размером широкой стенки $a = 22.5$ мм, узкой стенки $b = 15$ мм и длиной $L = 260$ мм. Размеры поперечного сечения волноводов этой решетки выбраны из условия совпадения ее рабочей полосы с высокочастотной частью полосы частот решеток 1, 2.

Исследуем характеристики рассеяния трех описанных решеток с использованием метода конечных элементов. Падение плоской волны на решетку с вектором электрического поля \vec{E} в плоскости падения будем далее называть случаем параллельной поляризации, а если вектор \vec{E} перпендикулярен плоскости падения – случаем перпендикулярной поляризации. Далее ограничимся случаями

расположения плоскостей падения и наблюдения в одной из двух плоскостей симметрии решетки. При этом в силу симметрии рассеянное поле будет иметь такую же поляризацию, как и падающее. Случай, когда вектор \vec{E} падающего поля параллелен кромкам TEM -рупоров решетки 2 или широких стенок волноводов решетки 3 будем называть случаем параллельной ориентации, а если вектор \vec{E} падающего поля ортогонален этим кромкам – случаем перпендикулярной ориентации.

5.2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МОНОСТАТИЧЕСКОЙ ЭПР

Из-за большого электрического размера решеток электродинамическое моделирование проведем с использованием плоскости симметрии, что позволяет в 2 раза уменьшить объем задачи. Результаты численного моделирования с использованием метода конечных элементов зависимости моностатической ЭПР от частоты при нормальном падении для перпендикулярной и параллельной ориентации приведены на рис. 5.2а, 5.2б, соответственно. Кривыми 1, 2, 3 на рисунках показаны зависимости моностатических ЭПР от частоты для решетки 1, 2, 3, соответственно.

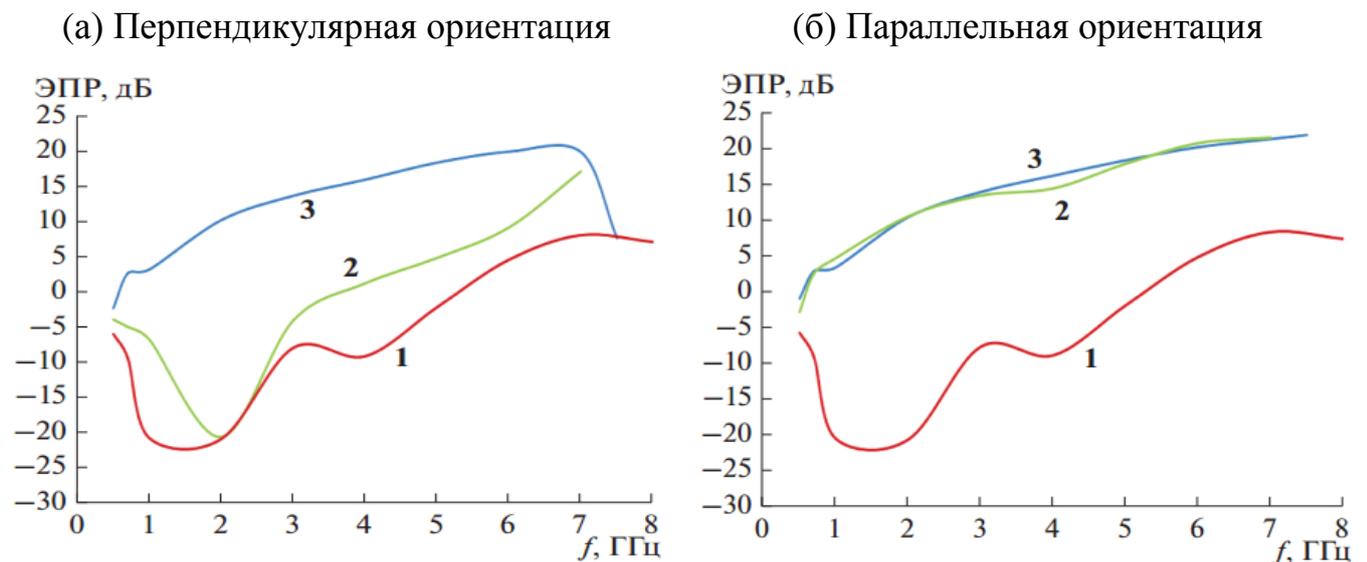


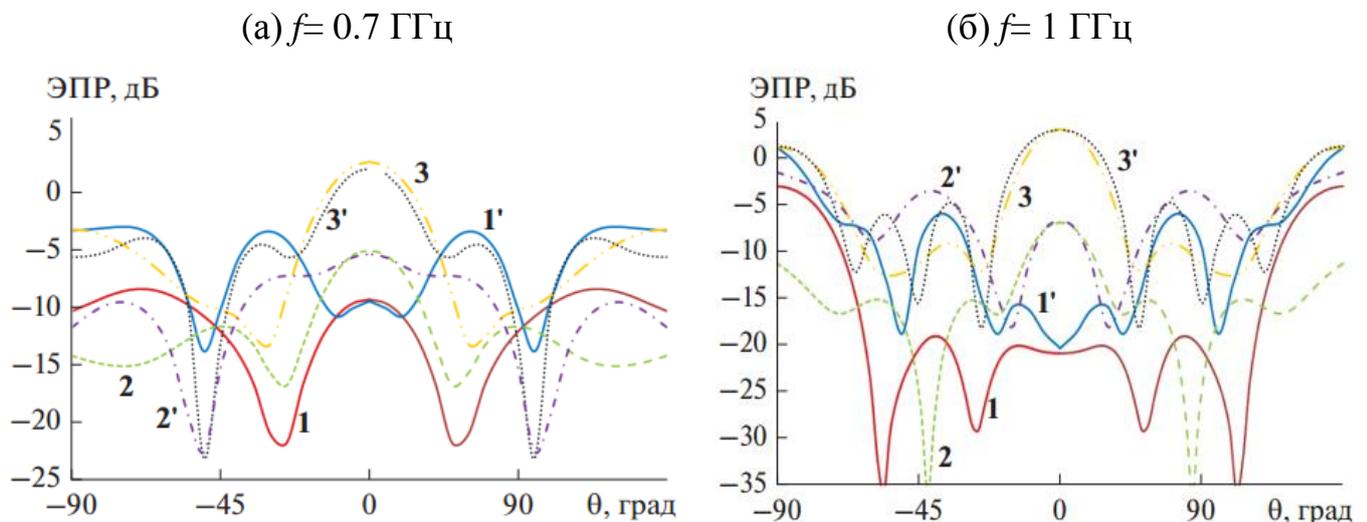
Рис.5.2. Зависимость моностатической ЭПР от частоты для $\theta = 0$

На рис. 5.2 видно, что для перпендикулярной ориентации моностатическая ЭПР решетки 1 на 10 – 30 дБ меньше ЭПР решетки 3 в диапазоне частот 0.7 – 7 ГГц, а для параллельной – в полосе частот более 10:1. В случае перпендикулярной ориентации ЭПР решетки 2 близка к ЭПР решетки 1, а для параллельной ориентации - к ЭПР решетки 3.

Результаты численного исследования моностатической ЭПР от угла падения плоской волны на частотах $f = 0.7$ (а), 1 (б), 3 (в), 5 (г), 7 ГГц (д) для перпендикулярной и параллельной ориентации приведены, соответственно, на рис. 5.3, 5.4.

Кривыми 1, 2, 3 на рисунках показаны, соответственно, ЭПР решеток 1, 2, 3 для перпендикулярной поляризации, а кривыми 1', 2', 3' - для параллельной поляризации.

Видно, что при любом угле падения плоской волны в диапазоне частот 0.7 – 7 ГГц ЭПР решетки 1 всегда меньше, чем ЭПР решетки 3. При приближении величины угла θ к 90° кривые ЭПР сближаются



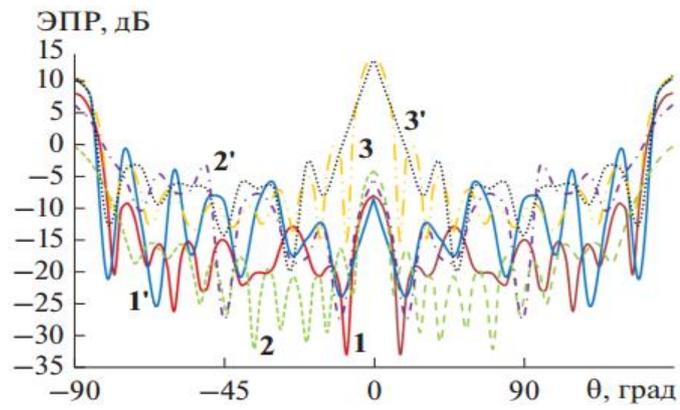
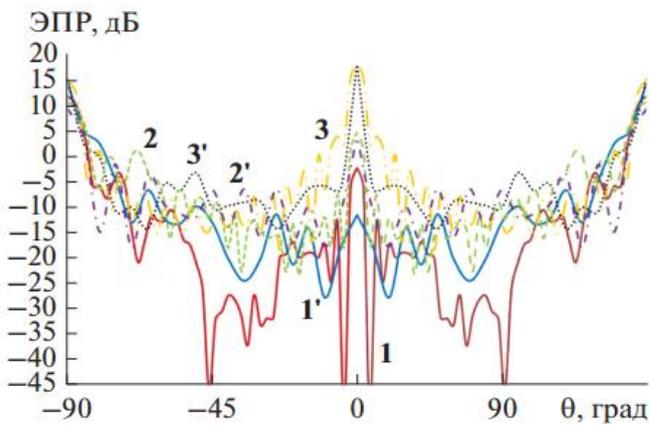
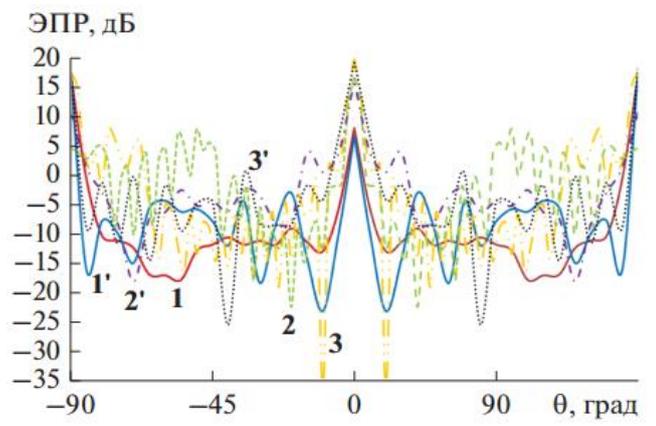
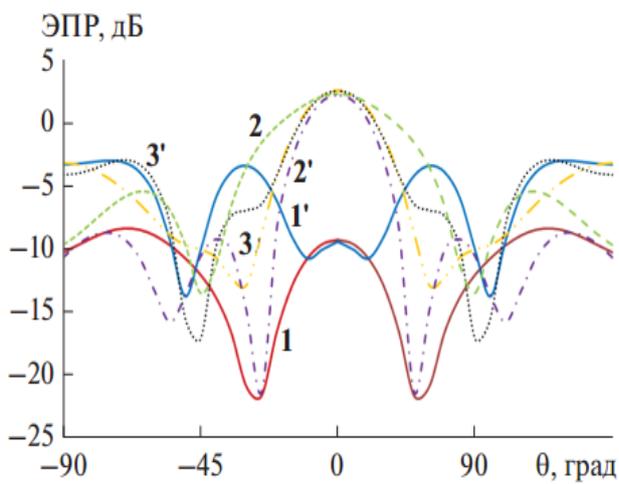
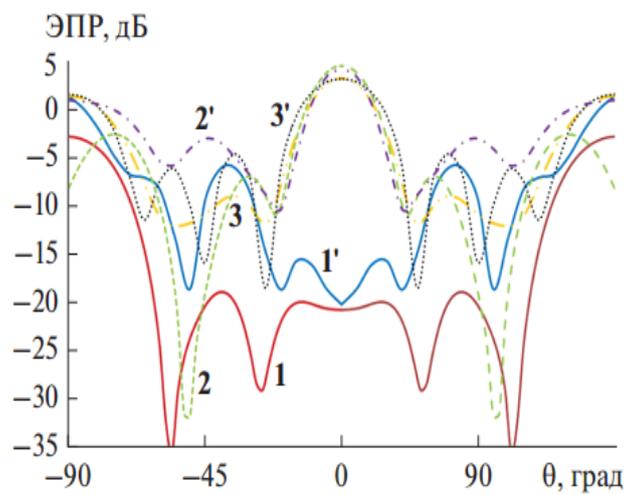
(в) $f=3$ ГГц(г) $f=5$ ГГц(д) $f=7$ ГГц

Рис. 5.3. Зависимость ЭПР от угла падения (перпендикулярная ориентация)

(а) $f=0.7$ ГГц(б) $f=1$ ГГц

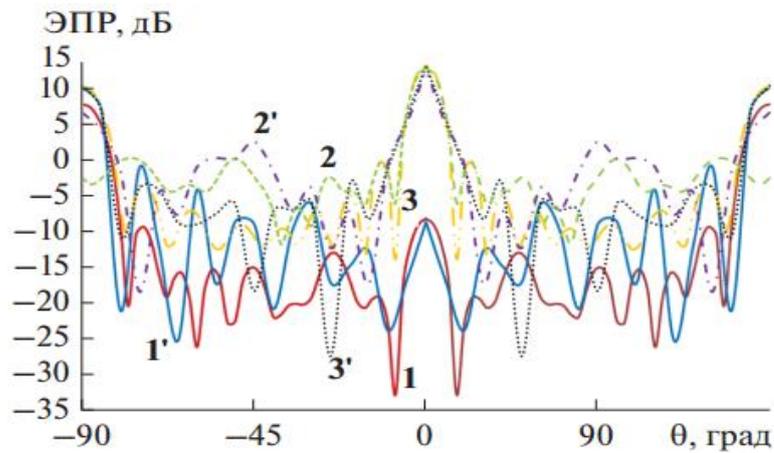
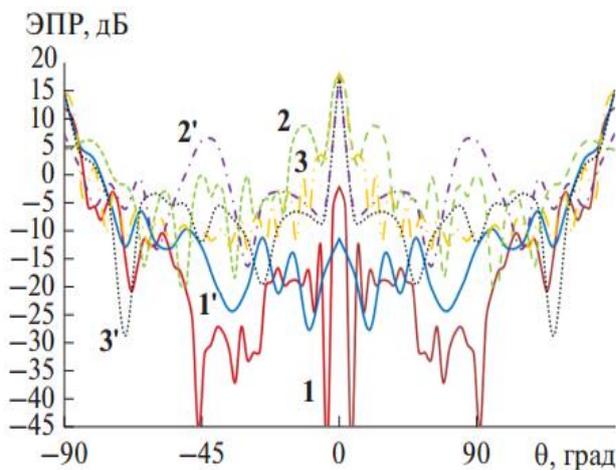
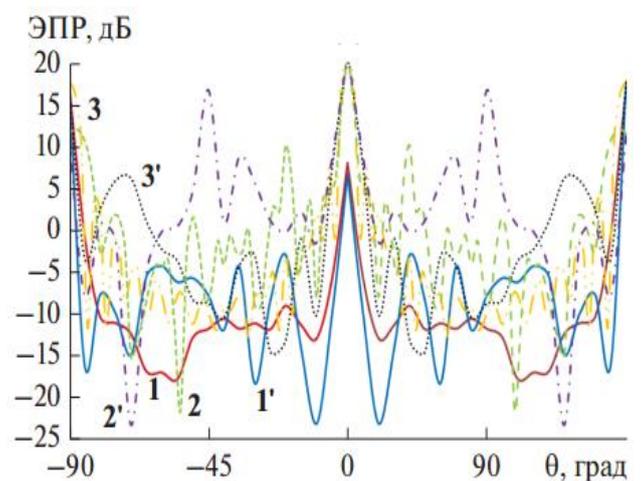
(в) $f = 3$ ГГц(г) $f = 5$ ГГц(д) $f = 7$ ГГц

Рис. 5.4. Зависимость ЭПР от угла падения (параллельная ориентация)

На рис. 5.3 видно, что для перпендикулярной ориентации при падении плоской волны перпендикулярной и параллельной поляризации под малым углом θ величина ЭПР решетки 2 близка к ЭПР решетки 1. А для параллельной ориентации (рис. 5.4) при падении плоской волны перпендикулярной и параллельной поляризации под малым углом величина ЭПР решетки 2 близка к ЭПР решетки 3.

5.3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ БИСТАТИЧЕСКОЙ ЭПР

На рис. 5.5, 5.6 представлены диаграммы рассеяния решетки 1 на частотах $f = 0.7$ (а), 1 (б), 3 (в), 5 (г), 7 ГГц (д) для перпендикулярной и параллельной поляризации, соответственно. Кривыми 1, 2, 3, 4 на рисунках показаны диаграммы рассеяния

решетки 1 при падении плоской волны под углами $\theta = 0, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$, соответственно, кривой 5 диаграмма рассеяния решетки 3 при нормальном падении.

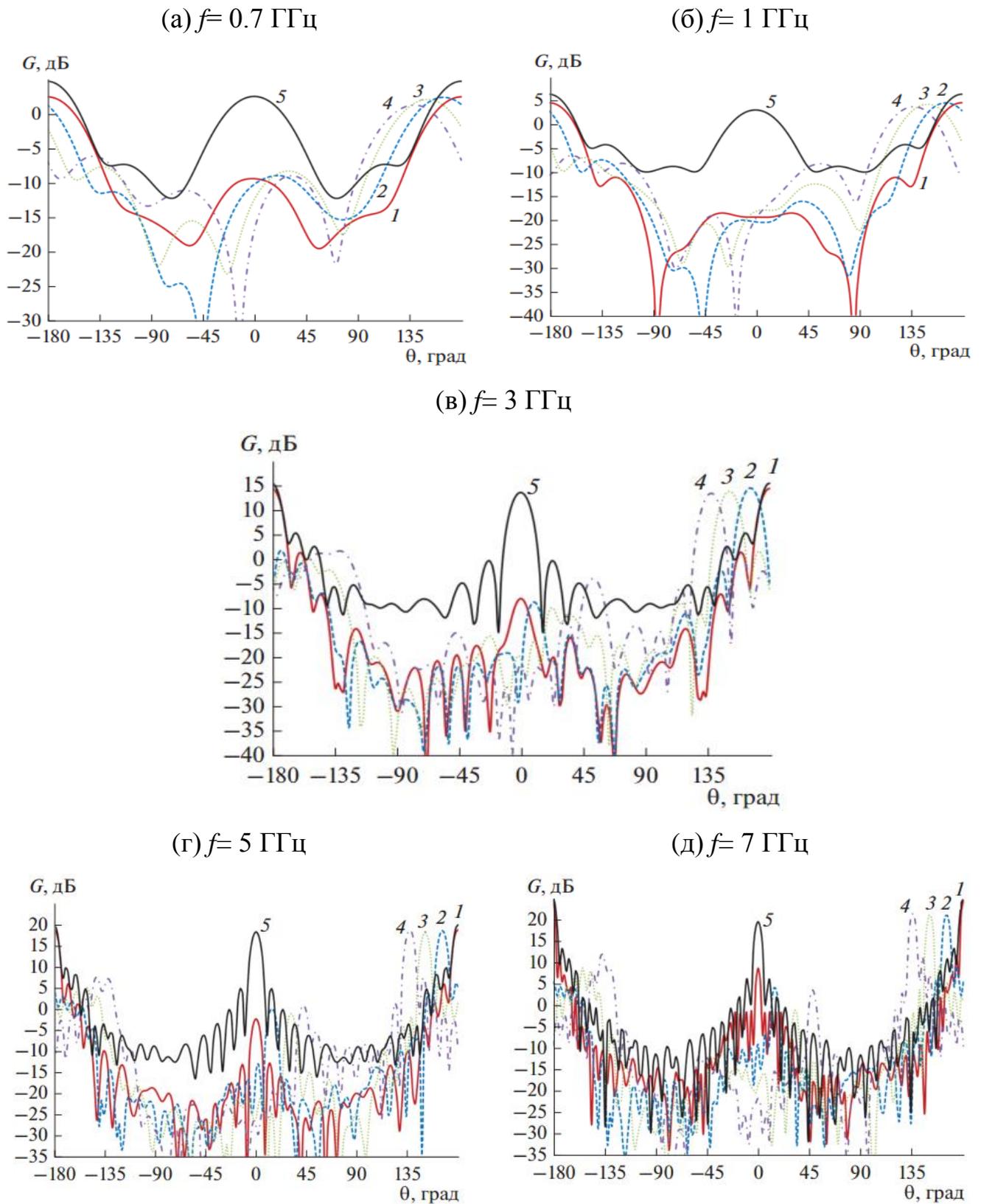


Рис. 5.5 Диаграммы рассеяния решетки 1 (перпендикулярная поляризация)

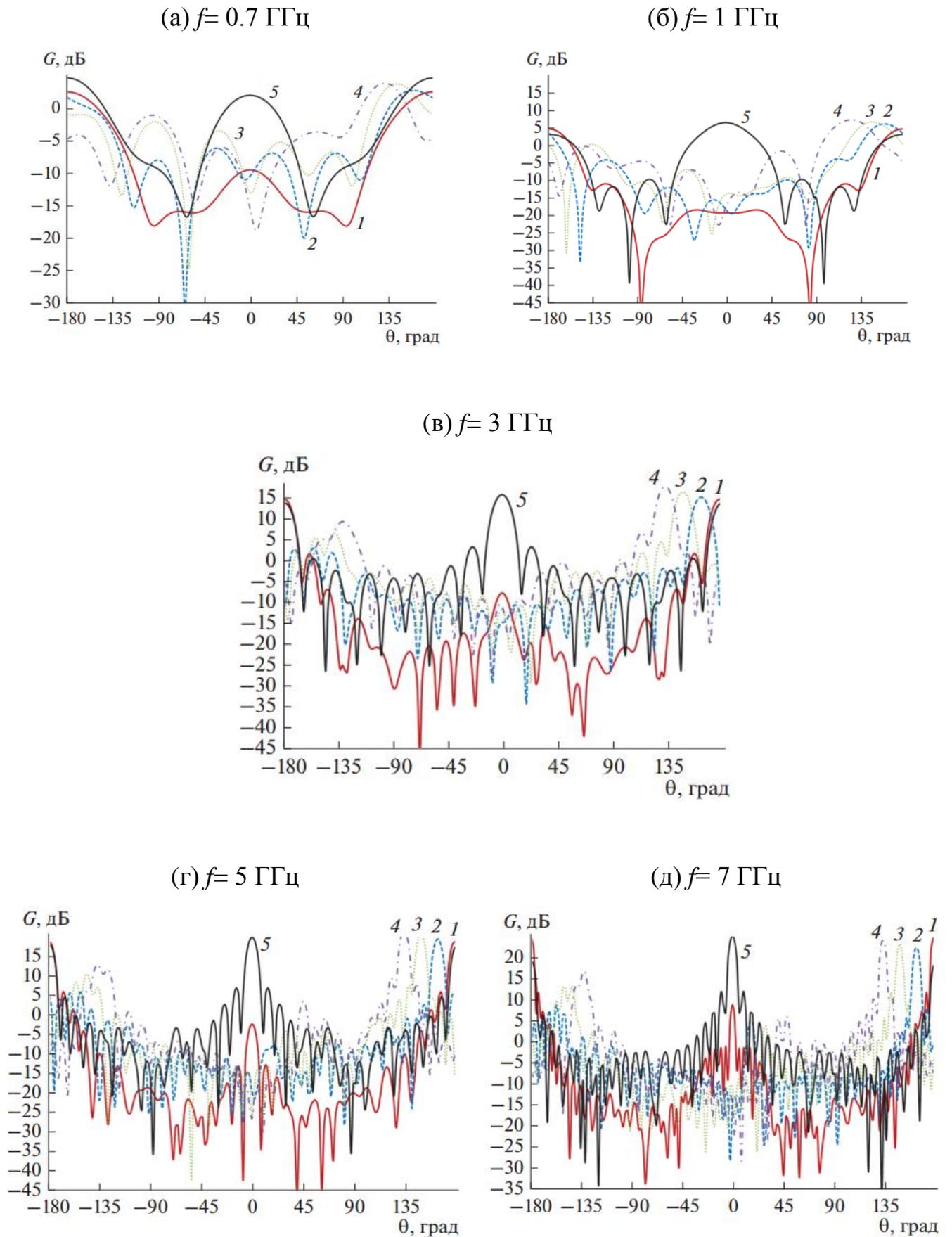


Рис. 5.6. Диаграммы рассеяния решетки 1 (параллельная поляризация)

На рисунках 5.5, 5.6 видно, что при нормальном падении плоской волны с перпендикулярной и параллельной поляризациями вплоть до частоты 5 ГГц уровень лепестков диаграммы рассеяния решетки 1 в заднем полупространстве на 15 - 30 дБ ниже, чем у решетки 3 и только при приближении к частоте 7 ГГц эта разница уменьшается до 10 дБ. При этом разница уровней двух главных лепестков диаграммы рассеяния (вперед и назад) решетки 1 на всех частотах превышает 20 дБ в отличие от волноводной решетки 3, для которой эта разница практически отсутствует. При наклонном падении разница уровней главных лепестков диаграммы рассеяния решетки 1 уменьшается и на частоте 7 ГГц составляет около 10 дБ.

ВЫВОДЫ

Моностатическая ЭПР сверхдиапазонных антенных решеток в полосе частот более 10:1 на 10 - 30 дБ меньше моностатической ЭПР волноводной решетки с рабочей полосой, совпадающей с высокочастотной частью полосы сверхдиапазонной решетки. При этом главный лепесток диаграммы при рассеянии назад сверхдиапазонной решетки на 10 - 30 дБ меньше рассеяния вперед. Таким образом, использование сверхдиапазонных антенных решеток позволяет в полосе частот, превышающий один диапазон электромагнитных волн существенно снизить поперечник радиолокационного рассеяния (за исключением рассеяния вперед) без использования дополнительных средств.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе получены следующие основные результаты:

1. Разработано и с использованием численного эксперимента исследовано полотно плоской одно- поляризационной ФАР 144 *ТЕМ*-рупоров с металлизацией межрупорного пространства и экраном. Показано, что ФАР в синфазном режиме согласована в полосе рабочих частот 10:1.

2. Разработана и исследована с использованием численного и физического эксперимента плоская одно-поляризационная ФАР 64 *ТЕМ*-рупоров с металлизацией межрупорного пространства, экраном и системой питания. Рабочая полоса ФАР в синфазном режиме и при сканировании в секторе 90^0 в *H*-плоскости - 19:1, а в секторе 90^0 в *E*-плоскости -15:1.

3. Разработано и с использованием численного эксперимента исследовано полотно плоской двух-поляризационной ФАР 576 проводников квадратного переменного сечения с полосой рабочих частот в синфазном режиме и при сканировании в секторе 90^0 в *H* – плоскости 34:1, а при сканировании в секторе 90^0 в *E* – плоскости – 15:1.

4. Разработано с использованием численного эксперимента исследовано полотно цилиндрической сверхдиапазонной ФАР 66 биконических рупоров рабочей полосой частот 45:1.

5. Разработано и с использованием численного эксперимента исследовано полотно ЦАР *ТЕМ*-рупоров в зависимости от числа возбужденных ЛАР, а также числа *ТЕМ*-рупоров в ЛАР. Показано, что для 19 возбужденных ЛАР (171^0) ЦАР из 640 *ТЕМ*-рупоров полоса согласования более 40:1.

6. Исследованы характеристики рассеяния сверхдиапазонных одно-поляризационных и двух-поляризационных сверхдиапазонных ФАР. Показано, что максимум ЭПР сверхдиапазонных решеток меньше максимума ЭПР волноводной решетки на 10-30 дБ в полосе частот более 10:1.

Несмотря на то, что результаты работы были получены путем исследования моделей конкретных решеток, главный вывод, который можно сделать, это общий вывод о возможности реализации сверхдиапазонного режима работы двумерно-периодических ФАР (с перекрытием более одного диапазона волн, т.е. с полосой более 10:1).

Для того чтобы проанализировать качество синтеза предложенных и исследованных в диссертации антенных решеток и сравнить с известными результатами, вычислим коэффициент использования размера (КИР), введенной в работе [8, 56] и равной отношению диаметра сферы Чу [57] к диаметру описанной вокруг антенной решетки сферы. Для полубесконечной полосы частот по уровню согласования -10 дБ диаметр сферы Чу, где 0.18 максимальной рабочей длины волны [58]. Результаты вычисления КИР приведены в таблице 1.

Таблица 1

Тип антенной решетки	КИР
Плоская двумерно – периодической однополяризационная антенной решетки 64 <i>ТЕМ</i> -рупоров с металлизацией межрупорного пространства с системой питания и экраном	0.39
Плоская двумерно-периодической двух-поляризационной антенной решетки 576 элементов в виде неоднородной много-проводниковой линии из проводников квадратного сечения	0.23
Цилиндрическая антенная решетка 11 ЛАР по 6 элементов из вырезов биконусов	0.25
Цилиндрическая антенная решетка с 19 возбужденными ЛАР по 16 <i>ТЕМ</i> -рупоров	0.22
Плоская цифровая двух-поляризационная антенная решетка 64 элементов в виде неоднородной щелевой линии [11]	0.28
Плоская цифровая двух-поляризационная антенная решетка 64 элементов в виде неоднородной щелевой линии [12]	0.14

Как видно из таблицы, величина КИР разработанных и исследованных в диссертации решеток, либо сопоставима, либо превышает аналогичную величину известных плоских ФАР с наиболее широкой полосой рабочих частот, однако при этом существенно меньше, чем максимальные величины КИР отдельных излучателей [8, 56]. Это говорит о возможности дальнейшего увеличения величины КИР и расширения полосы частот фазированных антенных решеток.

В диссертации не рассматривались вопросы, связанные с разработкой и исследованием фазирующих элементов (управляемых линий задержек) для использования в аналоговых вариантах ФАР. При исследованиях характеристик ФАР потери в этих элементах и дискретность временной задержки не учитывались. Также не учитывались потери в аналого-цифровых преобразователях (АЦП) и цифро-аналоговых преобразователях (ЦАП) при суммировании (делении) сигналов элементов цифровых ФАР. Построение полных моделей сверхдиапазонных ФАР, учитывающих эти эффекты, требует дальнейшей работы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

АЦП – аналого-цифровой преобразователь

ДН – диаграмма направленности

КАР – кольцевая антенная решетка

КИР – коэффициент использования размера

КУ – коэффициент усиления

ЛАР – линейная антенная решетка

МКРВО – метод конечных разностей во временной области

МКЭ – метод конечных элементов

СВЧ – сверхвысокие частоты

СИУ – система интегральных уравнений

СЛАУ – система линейных алгебраических уравнений

СШП – сверхширокополосный

ФАР – фазированная антенная решетка

ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь

ЦАР – цилиндрическая антенная решетка

ЧСС – частотно-селективная структура

ЭПР – эффективный поперечник рассеяния

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашихмин А.В. Проектирование и оптимизация сверхширокополосных антенных устройств и систем для аппаратуры радиоконтроля. – М.: Радио и связь, 2005.
2. В.П. Беличенко, Ю.И. Буянов, В.И. Кошелев. Сверхширокополосные импульсные радиосистемы / под общей редакцией д.ф-м.н В.И. Кошелева, Новосибирск: Наука, 2015.
3. Калошин В.А., Мартынов Е.С., Скородумова Е.А. Исследование характеристик поликонической антенны в широкой полосе частот // Радиотехника и электроника. 2011. Т.56. № 9. С.1094–1098.
4. Mehrdadian A., Forooraghi K. Design and fabrication of a novel ultrawideband combined antenna // IEEE Antennas Wireless Propag. Lett. 2014. Vol. 13. pp. 95-98.
5. McDonald J.L., Filipovic D.S. A monocone – bicone collinear array// IEEE Trans. Antennas. Propag. 2010. V. 58. No. 12. pp. 3905-3912
6. Калошин В.А., Нгуен К.З. Сверхдиапазонные излучатели и антенные решетки на основе биконических рупоров // Антенны. 2016. №8. С. 69 – 76.
7. Калошин В.А., Нгуен К.З. Исследование характеристик E - плоскостных линейных решеток TEM рупоров // Журнал радиоэлектроники. 2017. № 5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may17/12/text.pdf>
8. Бирюков В.Л., Ефимова Н.А., Калиничев В.И., Калошин В.А., Пангонис Л.И. Исследование сверхширокополосной кольцевой антенной решетки // Журнал радиоэлектроники. 2013. № 1. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jan13/20/text.pdf>
9. Бирюков В.Л., Дупленкова М.Д., Калиничев В.И., Калошин В.А. Исследование фрагмента сверхширокополосной кольцевой антенной решетки для сканирования в полусфере // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 1. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/21/text.pdf>

10. Elmansouri M.A., Ha J., Filipovic D.S. Ultrawideband TEM horn circular array // IEEE Trans. Antennas Propag. 2017. Vol. 65. No 3. pp. 1374 – 1379.
11. Kindt R.W., Pickles W.R. Ultrawideband all-metal flared-notch array radiator // IEEE Trans. Antennas Propag. 2010. V. 58. No 11. pp. 3568–3575.
12. Yan J., Gogineni S., Camps-Raga B., Brozena J. A dual-polarized 2-18 GHz Vivaldi array for airborne radar measurements of snow // IEEE Trans. Antennas Propag. 2016. V. 64. No 2. pp. 781–785.
13. Rick W. Kindt and John T. Logan. Benchmarking Ultrawideband Phased Antenna Arrays: striving for clearer and more informative reporting practices // IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2018. V.60. №3. pp. 34-47.
14. M. Wajih Elsallal, and John C. Mather. An Ultra-Thin, Decade (10:1) Bandwidth, Modular “BAVA” Array with Low Cross-Polarization // 2011 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI). 2011. Spokane, WA, USA.
15. John T. Logan, Rick W. Kindt, and Marinos N. Vouvakis. Low cross-polarization Vivaldi arrays // IEEE Transactions On Antennas and Propagation. 2018. V. 66. N. 4. pp. 1827-1837.
16. Rick W. Kindt and John T. Logan. Dual-Polarized Metal-Flare Sliced Notch Antenna Array// IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2020. V.68. №. 4. pp. 2666-2674.
17. Банков С.Е. Теория цилиндрических решеток антенн Вивальди в одноволновом приближении // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60. №7. С. 709-719.
18. Калошин В.А., Нгуен К.З. Исследование характеристик СШП плоских двумерно-периодических решеток TEM- рупоров // Журнал радиоэлектроники. 2017. № 5. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/may17/14/text.pdf>
19. Банков С.Е., Калошин В.А., Нгуен К.З. К теории сверхширокополосных антенных решеток из TEM– рупоров // Радиотехника и электроника. 2018. Т.63. №7. С. 702 – 710.

20. Банков С.Е., Калошин В.А., Нгуен К.З. К теории антенных решеток из *ТЕМ*-рупоров // Труды 4-ой Всероссийской Микроволновой конференции. Москва. Ноябрь 2016. С. 410-413.
21. Дупленкова М.Д., Калиничев В.И., Калошин В.А. Сверхширокополосная цилиндрическая антенная решетка на основе поликонических излучателей // Журнал радиоэлектроники. 2015. № 11. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/nov15/13/text.pdf>
22. McGrath D.T. Blindness effects in ground plane - backed TEM horn arrays // IEEE Antennas Propag. Society International Symposium, June 1998. pp. 1024 – 1027
23. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М.: Мир. 1974.
24. Каценеленбаум Б.З. Теория волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР. 1961.
25. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь. 1983.
26. Банков С.Е., Дупленкова М.Д. Теория плоских решеток антенн Вивальди в одноволновом приближении // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60. №6. С. 618-632.
27. Банков С.Е., Скородумова Е.А. Квазистатический анализ собственных волн решетки связанных щелевых линий передачи // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60. №5. С. 502-512.
28. Никольский В.В. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. М.: Наука. 1967.
29. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. школа. 1988.
30. McGrath D.T., Baum C.E. Numerical analysis of planar bicone and TEM horn array antennas // IEEE Antennas Propag. Society Intern. Symp., July 1998. pp. 1058 – 1061.

31. McGrath D.T., Baum C.E. Scanning and impedance properties of TEM horn arrays for transient radiation // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Mar. 1999. V. 47. pp. 469 – 473.
32. Банков С.Е, Калошин В.А, Ле Н.Т. Исследование характеристик двумерной сканирующей решетки *ТЕМ*- рупоров с металлизацией межрупорного пространства // Радиотехника и электроника. 2018. V. 63. №12. С. 1263 – 1276.
33. Калошин. В.А., Ле. Н.Т. Двумерно – периодическая двух- поляризационная сверхдиапазонная антенная решетка // VI Всероссийской Микроволновой конференции. Доклады. М. ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Ноябрь 2018. С. 194 – 198.
34. Kaloshin V.A., Le N.T. Over wave region antenna arrays: Radiation and scattering characteristics // Proc. of Int. Conf. «2019 Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW)», Divnomorskoe, Krasnodar Region, Russia. 24-28 June 2019 г. pp. 32-35. Publisher: IEEE. DOI 10.1109/RSEMW.2019.8792733
35. Калошин В.А., Ле Н.Т. Двумерно – периодическая двух- поляризационная сверхдиапазонная антенная решетка // Радиотехника и электроника. 2019. V. 64. №11. С.1126 – 1137.
36. Калошин В.А., Ле Н.Т. Исследование плоской двумерно – периодической сверхдиапазонной антенной решетки с системой питания // Журнал радиоэлектроники. 2020. № 3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar20/8/text.pdf>.
37. Макурин М.Н., Чубинский Н.П. Расчет характеристик биконической антенны методом частичных областей // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. №10. С.1199 – 1208.
38. В.А. Калошин, Е.С. Мартынов. Асимптотическая теория биконической антенны // Журнал радиоэлектроники. 2011, №9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep11/12/text.pdf>

39. В.А.Калошин, Е.А.Скородумова. Диска-поликоническая антенна // Антенны. 2011. вып.10 (173). С.79-82.
40. В.Н.Семененко, К.М.Басков, Д.И.Акимов и др., Широкополосная поликоническая вибраторная антенна с магнитным радиопоглощающим материалом // Труды конф. «Обмен опытом в области создания сверхширокополосных радиоэлектронных систем (СВЧ-2018)». Омск.: ОМГТУ. 2018. С.248-253.
41. Нгуен К.З. Анализ и оптимизация сверхширокополосных малоэлементных антенных решеток линейной поляризации с целью расширения полосы частот. // Дисс.на соиск.уч.степ. к.ф.-м.н. М. ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН. 2017. Режим доступа: <http://www.cplire.ru/rus/dissertations/Nguen/dissertation.pdf>
42. А.Ю. Гринев. Численные методы решения прикладных задач электродинамики. М.: Радиотехника. 2012.
43. Калошин В.А., Ле Н.Т. Исследование характеристик сканирования в H -плоскости сверхширокополосных цилиндрических антенных решеток биконических элементов // Радиотехника и электроника. 2019. Т. 64. № 5. С. 447-454.
44. Калошин В.А., Ле Н.Т. Фролова Е.В. Сверхдиапазонная цилиндрическая антенная решетка TEM - рупоров // Журнал радиоэлектроники. 2020. № 4. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr20/2/text.pdf>
45. Hang Z., Qu S., Lin B. et al. Filter-antenna consisting of conical FSS radome and monopole antenna // IEEE Trans. on Antennas and Propag. 2012. V. 60. №6. pp.3040-3045.
46. Jiejun Zhang, Junhong Wang, Meie Chen, and Zhan Zhang. RCS reduction of patch array antenna by electromagnetic band-gap structure // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2012. V. 11. pp. 1048-1051.
47. Simone Genovesi, Filippo Costa, and Agostino Monorchio. A Wideband RCS Reduction of Slot Array Antennas // IEEE International Symposium on Antennas

- and Propagation, Chicago, IL, USA, 2012. URL: <https://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=6348553&tag=1>
48. Yunhao Hanl, Meie Chen, Junhong Wang, Zhan Zhang, Zheng Lil. Wideband RCS reduction of slot antenna array by using reflectarrays// 2015 IEEE 6th International Symposium on Microwave, Antenna, Propagation, and EMC Technologies (MAPE), Shanghai, China. 2015. pp. 201-204.
49. Wenbo Xing, Tao Hong, Wen Jiang, Shuxi Gong, and Yanping Li. UWB Vivaldi array using frequency selective surface for low RCS applications // IEEE Conferences. International Symposium on Antennas and Propagation (ISAP), Okinawa, Japan. 2016. pp.474-475.
50. Ying Liu, Kun Li, Yongtao Jia, Yuwen Hao, Shuxi Gong, and Y. Jay Guo. Wideband RCS reduction of a slot array antenna using polarization conversion metasurfaces // IEEE Trans. on Antennas and Propag. 2016. V. 64. N. 1. pp. 326-331.
51. Qian Chen, Hongtao Zhang, Xiaolin Zhang, Mouping Jin, Wei Wang. Multifunctional electromagnetic band gap structure with ultrawideband absorption and narrow band transmission properties // IEEE Conferences. International Symposium on Antennas and Propagation (ISAP). 2017, Phuket, Thailand.
52. Wenbo Zhang, Ying Liu, Shuxi Gong, Jun Wang, Yuezhi Jiang. Wideband RCS reduction of a slot array antenna using phase gradient metasurface// IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2018. V.17. N. 12. pp. 2193-2197.
53. А. И. Семенихин и др. Снижение ЭПР с помощью непоглощающих бинарных покрытий с анизотропной импедансной метаповерхностью // Антенны. 2019. №1(255). С.65-72.
54. А. Ю. Гринев, А. П. Волков. Теоретическое и экспериментальное исследование частотно-селективных структур для снижения рассеивающих свойств фазированной антенной решетки // Радиотехника и электроника. 2019. Т. 64. №6. С. 549-557.

55. Калошин В.А., Ле Н.Т. Характеристики рассеяния сверхширокополосных антенных решеток // Радиотехника и электроника. 2020. Т. 65. № 2. С. 158 – 164.
56. Ефимова Н.А., Калошин В.А., О согласовании симметричных ТЕМ рупоров // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. № 1. С. 60-66.
57. Chu L.J. Physical Limitations of Omni-Directional Antennas // Journal of Applied Physics, 1948, 19, December, pp. 1163-1175.
58. Коган Б.Л. Теория широкополосного согласования // сборник научно-методических статей по прикладной электродинамике, вып. 3 – М.: «Высшая школа», 1980, с.162-182.