

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи



Никулина Юлия Сергеевна

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОЛИНЗ В ЗАДАЧАХ ПОЛУНАТУРНОГО
МОДЕЛИРОВАНИЯ ОБЪЕКТОВ, ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ПО УГЛОВЫМ
КООРДИНАТАМ

Специальность 05.12.04 - Радиотехника, в том числе системы и устройства
телевидения

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, доцент
Максим Андреевич Степанов

Новосибирск – 2021

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1 ЛИНЗОВЫЕ КОЛЛИМАТОРЫ.....	12
1.1 Классификация радиолинз.....	15
1.2 Сравнительный анализ диэлектриков с точки зрения их пригодности для изготовления коллиматоров	20
1.3 Геометрия диэлектрических радиолинз	29
1.4 Критерии качества фокусировки линзовых коллиматоров	37
1.5 Цель и задачи исследования	43
ВЫВОДЫ К РАЗДЕЛУ 1	45
2 ОДНОПОВЕРХНОСТНЫЕ ЛИНЗОВЫЕ КОЛЛИМАТОРЫ.....	46
2.1 Фазовое распределение в раскрыве одноповерхностной радиолинзы....	48
2.2 Амплитудное распределение в раскрыве одноповерхностной радиолинзы.....	58
2.3 Искажения диаграммы направленности исследуемой антенны	68
ВЫВОДЫ К РАЗДЕЛУ 2.....	70
3 БИФОКАЛЬНЫЕ ЛИНЗОВЫЕ КОЛЛИМАТОРЫ	72
3.1 Необходимые условия физической реализуемости бифокального линзового коллиматора.....	74
3.2 Соотношения для определения поверхности бифокальной линзового коллиматора	82
3.3 Оценка фазового фронта, формируемого бифокальным линзовым коллиматором	101
ВЫВОДЫ К РАЗДЕЛУ 3.....	106
4 ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ.....	108

4.1 Вопросы изготовления радиолинз из газонаполненных материалов	108
4.2 Экспериментальные исследования радиолинзы из газонаполненного материала.....	114
ВЫВОДЫ К РАЗДЕЛУ 4.....	123
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	124
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ.....	126
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	127
ПРИЛОЖЕНИЕ А ПАТЕНТ НА ИЗОБРЕТЕНИЕ.....	146
ПРИЛОЖЕНИЕ Б АКТЫ ВНЕДРЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ.....	147

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования

В современной радиотехнике, радиолокации, радиосвязи, широко используют полунатурное моделирование. При этом в лабораторных условиях на входе исследуемого устройства формируют сигнально-помеховую смесь, соответствующую его работе в реальных условиях. Наиболее полным и достоверным моделирование получается при формировании электромагнитных полей на апертуре приемной антенны исследуемого устройства. Это позволяет проводить оценку таких свойств исследуемого устройства, работающего совместно с антенной, как: электромагнитная совместимость, пеленгационная и поляризационная селекция, возможность пространственной селекции объектов и т.д. [1–23].

В этом случае стенд полунатурного моделирования необходимо размещать в радиобезэховой камере [24–27]. Одним из существенных требований к радиобезэховым камерам является обеспечение дальней зоны для антенны исследуемого устройства [24, 28–43]. Например, для антенны размером 1 м, при длине волны $\lambda = 0.03$ м и величине квадратичной фазовой ошибки равной 22.5 градуса, условие дальней зоны $r_{\partial з} > 66.67$ м. То есть требуется камера большого размера, дорогая при разработке и постройке [44–53].

Для уменьшения размеров камеры при сохранении условий дальней зоны для антенны исследуемого устройства, перед ней устанавливают коллиматор – радиолинзу [54–60]. Так как коэффициент преломления электромагнитной волны в материале радиолинзы отличается от воздуха, то на ее поверхностях происходит изменение направления распространения электромагнитной волны. При установке облучающей антенны в фокусе радиолинзы, в ее раскрыве получается плоский фазовый фронт, который соответствует полю в дальней зоне. Исследованием свойств коллиматорных радиолинз, способов их построения в разное время занимались такие ученые как: Бахрак Л.Д., Зелкин Е.Г., Жук М.С., Молочков Ю.Б., Gregson S., Sharma S.K. Основные усилия

были сконцентрированы в области определения поверхностей радиолинз, свойств материалов для их изготовления, согласования с окружающим пространством.

Важно отметить, что в подавляющем большинстве исследований полагается, что облучатель радиолинзы располагается в ее фокусе и радиолинза выполнена из материала со значением относительной диэлектрической проницаемости более двух. Использование таких материалов и обуславливает необходимость согласования радиолинзы с окружающим пространством, требует высокой точности при ее изготовлении. Однако в настоящее время получили довольно широкое распространение газонаполненные материалы, относительная диэлектрическая проницаемость которых близка к единице. Исследование вопросов применения радиолинз из таких материалов для задач полунатурного моделирования не проводилось.

Кроме того, полунатурное моделирование угловых перемещений объекта, например, при отработке радиолокационной станции, осуществляется путем перемещения облучателя радиолинзы, установленной перед антенной исследуемой станции. Очевидно, что это приведет к искажению фазового фронта в ее раскрыве. Следствием этого будет искажение суммарной и разностной диаграмм направленности антенны исследуемой радиолокационной станции и ее пеленгационной характеристики. В конечном счете это приведет к снижению достоверности проводимого полунатурного моделирования. Исследованию этого явления, а также определению путей расширения диапазона перемещения облучателя посвящена диссертационная работа.

Цель работы: обосновать возможность использования коллиматорных радиолинз, изготовленных из материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, для задач полунатурного моделирования объектов, перемещающихся по угловым координатам.

Для достижения цели необходимо решить следующие основные задачи:

1. Оценить диапазоны перемещения облучателя одноповерхностной радиолинзы, выполненной из материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, в пределах которых искажения диаграммы направленности исследуемой антенны не превысят заданную величину.

2. Сформулировать необходимые условия, для синтеза физически реализуемой бифокальной радиолинзы, выполненной из материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости.

3. Разработать алгоритм для расчета профилей освещенной и теневой поверхностей бифокальной радиолинзы.

4. Развить теоретические результаты до уровня практического применения и провести их экспериментальную апробацию.

Положения, выносимые на защиту

1. При использовании радиолинз в задачах полунатурного моделирования область допустимых положений облучателя, определенная путем оценки искажения диаграммы направленности исследуемой антенны, шире, чем область, определенная путем оценки искажений только фазового распределения в раскрыве радиолинзы.

2. Использование материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости для изготовления радиолинз обеспечивает одинаковые распределения амплитуды поля в ее раскрыве при параллельной и перпендикулярной поляризации падающей электромагнитной волны.

3. Бифокальные радиолинзы, синтезированные методом последовательного определения точек освещенной и теневой поверхностей по законам геометрической оптики, обеспечивают фокусировку в заданном диапазоне углов перемещения облучателя, удовлетворяющему условиям физической реализуемости бифокальной радиолинзы. При выходе за пределы диапазона, искажения диаграммы направленности исследуемой антенны резко возрастают.

Научная новизна

1. Сформулированы условия, при выполнении которых возможен синтез физически реализуемого бифокального линзового коллиматора.
2. Предложен способ определения коэффициентов степенных полиномов, аппроксимирующих освещенную и теневую поверхности бифокальной радиолинзы.

Практическая значимость

Полученные результаты могут найти применение при разработке радиолинз, используемых в комплексах полунатурного моделирования с перемещающимся по угловым координатам облучателем.

1. Для одноповерхностных радиолинз определены диапазоны, в пределах которых возможно перемещение облучателя, при искажениях диаграммы направленности исследуемой антенны, не превышающих заданную величину. Это позволяет использовать в задачах полунатурного моделирования одноповерхностные радиолинзы, облучатель которых может находиться в пределах этих диапазонов.

2. Разработан алгоритм определения поверхностей бифокальной радиолинзы, позволяющий синтезировать радиолинзу, имеющую две точки идеальной фокусировки, не лежащих на главной оптической оси. При расположении облучателя между этими точками, диаграмма направленности антенны исследуемого устройства будет соответствовать дальней зоне.

3. Сформулированы рекомендации по разработке и изготовлению радиолинз из газонаполненных материалов.

4. Разработан и экспериментально исследован макет одноповерхностной радиолинзы из газонаполненного материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости.

Методы исследования

Для решения поставленных задач использовались методы: геометрической оптики, геометрической теории дифракции, теории антенн,

компьютерного моделирования, экспериментальные измерения электромагнитного поля.

Личный вклад

Все основные теоретические и практические результаты диссертации получены автором лично. Автором выполнены: обработка и обобщение полученных результатов, выбор методов исследования, вывод аналитических соотношений, построение и математическое моделирование фазовых искажений в раскрыве радиолинз, вызванных их расфокусировкой. Из 26 опубликованных работ 13 работ написаны в соавторстве. В работах, опубликованных в соавторстве, результаты, связанные с темой работы, получены лично автором.

Достоверность и обоснованность теоретических результатов обеспечивается строгостью применяемого математического аппарата и подтверждением теоретических выводов результатами компьютерного моделирования, положительными результатами исследования и апробации разработанной радиолинзы.

Апробация работы

Основные положения и результаты работы докладывались на следующих научных конференциях:

Дни студенческой науки НГТУ-2014, 2015, Новосибирск; Новосибирская межвузовская научная конференция «Интеллектуальный потенциал Сибири», 2014, 2015 г. Новосибирск; Наука. Технологии. Инновации: всероссийская научная конференция молодых ученых, 2014, 2015, 2016 г., Новосибирск; Всероссийская научно-техническая конференция молодых ученых и студентов, посвященной 120-й годовщине Дня радио «Современные проблемы радиоэлектроники», 6–7 мая 2015, г. Красноярск; Международный научный форум молодых ученых «Наука будущего – наука молодых», 29.09-02.10.2015г., Севастополь; 54-я Международная научная студенческая конференция МНСК-2016: Радиотехника, электроника, связь, 16-20 апреля 2016 г., Новосибирск.; Второй Всероссийский молодежный научный форум

«Наука будущего – наука молодых», 20.09-23.09.2016г., Казань; XIII международная научно-техническая конференция «Актуальные проблемы электронного приборостроения, АПЭП - 2016», 4 октября 2016, Новосибирск; Всероссийская научно-техническая конференция для студентов, аспирантов и молодых ученых «Наука. Промышленность. Оборона», 19-21 апреля 2017, Новосибирск; Международный салон изобретений и инновационных технологий «Архимед»-2017, 16-19 мая 2017, Москва; Всероссийский молодежный образовательный форум «Территория смыслов на Клязьме 2017», Владимирская область, 05-11 июля 2017; Третий Всероссийский молодежный научный форум «Наука будущего – наука молодых», 12.09-14.09.2017г., Нижний Новгород; Всероссийская научно-техническая конференция для студентов, аспирантов и молодых ученых «Наука. Промышленность. Оборона», 17-19 апреля 2019, Новосибирск.

Внедрение результатов исследования

Получен патент на способ определения коэффициентов полиномов освещенной и теневой поверхности бифокальной радиолинзы и два акта о внедрении (Приложения А и Б).

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 26 работ, в том числе 5 статей в журналах, входящих в перечень ВАК, 2 публикации в изданиях, входящих в международные библиографические системы Scopus или Web of Science, 18 публикаций в других научных изданиях. Получен патент РФ на изобретение.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех разделов, заключения, списка сокращений, списка литературы, включающего 180 наименований и двух приложений. Текст диссертации изложен на 148 страницах, содержит 34 рисунка и 15 таблиц.

Содержание работы

В первом разделе дан обзор исследований по решаемым вопросам, сформулированы основные задачи работы и намечены пути их решения.

Второй и третий разделы посвящены исследованию одноповерхностных и бифокальных диэлектрических линзовых коллиматоров.

Во **втором разделе** рассмотрена расфокусировка одноповерхностных радиолинз. Предложен алгоритм определения фазового распределения в раскрыве радиолинзы. С его использованием оценены искажения фазового фронта при перемещении облучателя. Определен максимальный угол, на который может отклоняться облучатель от главной оптической оси радиолинзы, при котором фазовая ошибка в раскрыве радиолинзы составляет 22.5 градуса. Определено амплитудное распределение в раскрыве радиолинзы.

По полученным амплитудно-фазовым распределениям определены искажения диаграммы направленности исследуемой антенны, работающей совместно с радиолинзой. Рассмотрены суммарная и разностная диаграммы направленности. Показано, что разностная диаграмма направленности чувствительнее к расфокусировке радиолинзы. Показано, что использование в качестве критерия качества фокусировки радиолинзы искажений диаграммы направленности исследуемой антенны, позволяет расширить диапазон перемещения облучателя.

В **третьем разделе** решены вопросы, связанные с развитием методов расчета поверхностей бифокальных радиолинз.

Записаны условия, накладываемые на начальные параметры радиолинзы. Их выполнение необходимо для физической реализуемости проектируемой радиолинзы.

Предложен метод определения теневой и освещенной поверхностей бифокальной радиолинзы. Основа метода – обеспечение равенства электрических длин лучей, проходящих через линзовый коллиматор в разных точках. Для каждого луча записано выражение, определяющее его электрическую длину в зависимости от координат точек теневой и освещенной поверхности. Их решением являются координаты точек. Записаны выражения, позволяющие по известным координатам трех точек освещенной и теневой

поверхности определить по три коэффициента полиномов, аппроксимирующих поверхности бифокального линзового коллиматора.

Определены допустимые диапазоны перемещения облучателя бифокальной радиолинзы.

Четвертый раздел посвящен развитию полученных в разделах 2 и 3 теоретических результатов в направлении их практического использования.

Рассмотрены вопросы изготовления радиолинз из газонаполненных материалов. Описана последовательность действий, выполнив которую можно изготовить радиолинзу из листов газонаполненного материала.

Приведено описание двух радиолинз (диаметром 1.1 и 0.5 метра), изготовленных из газонаполненных материалов и результаты экспериментального исследования малой радиолинзы.

В заключении приведены основные результаты работы.

В приложении приведен акт о внедрении основных результатов работы.

1 ЛИНЗОВЫЕ КОЛЛИМАТОРЫ

На этапах разработки и производства радиотехнических средств необходимо проводить измерение диаграмм направленности антенн (ДНА), изучение электромагнитной совместимости, пеленгационных и поляризационных характеристик антенн и построение диаграмм эффективной поверхности рассеивания излучающих систем, измерение коэффициентов усиления, направленного действия и т.д. [14,24–27,37–44].

Измерения антенн проводятся при помощи вспомогательной слабонаправленной антенны с известными характеристиками, которая называется облучателем. Данная антенна формирует электромагнитную волну со сферическим фазовым фронтом. Исследуемая антенна находится на таком расстоянии от вспомогательной, чтобы облучатель располагался в ее дальней зоне [1,14,24–27,37–44].

Граница дальней зоны определяется соотношением размеров исследуемой антенны и длины волны [1,14,24,26,38–43]. Например, для исследуемой антенны размером $D=1$ м, при длине волны $\lambda=0.03$ м и величине квадратичной фазовой ошибки равной 22.5 градуса, условие дальней зоны $r_{\partial z} > 66.67$ м. Поэтому на протяжении многих лет наиболее распространенным являлся традиционный метод полигонных измерений в дальней зоне [24–27,37–43,45–47].

Главное достоинство полигонных измерений – простота схемы измерений, обеспечивающая к тому же в ряде случаев определение параметров антенны в условиях, близких к реальным при ее функционировании в составе соответствующей радиотехнической системы.

Однако, этот метод имеет ряд существенных недостатков, основными из которых являются: большие погрешности, вызванные отражением волн от земной поверхности и различных предметов, требования к уровню секретности.

Основным же недостатком этого метода является необходимость обеспечения между испытуемой антенной и вспомогательным источником

большого расстояния, достигающего десятков и даже сотен метров. В настоящее время этот вид натурального моделирования проводится только на заключительных стадиях проектирования.

Поэтому на начальных стадиях проектирования целесообразно проводить измерения антенн в безэховых камерах. Безэховая камера представляет собой помещение, покрытое изнутри специальным радиопоглощающим материалом. Таким образом, камера позволяет имитировать при измерениях условия свободного пространства, т.к. в отличие от открытых полигонов, в ней отсутствуют отражения от земли. Кроме того, большинство камер экранируют, что защищает измерения от внешних помех и проблем с электромагнитной совместимостью.

Проектирование безэховых камер является сложной инженерной задачей, причем качество камеры определяется ее размерами, качеством радиопоглощающего материала, формой камеры [24,37,40,48–53].

Основными недостатками безэховых камер являются сложность обслуживания камер больших размеров и высокая стоимость, быстро растущая с увеличением ее геометрических размеров, рабочего диапазона частот и качеством радиопоглощающего материала, которым покрывается камера.

Для преодоления трудностей, связанных с высокой стоимостью камеры, обусловленной необходимостью обеспечить большое расстояние от источника до испытываемой антенны, были предложены методы проведения измерений антенн в ближней зоне [14,24,27,37–39,39–41,43,50]. Существует два фундаментальных метода измерений антенн в ближней зоне – голографический и коллиматорный.

Голографический метод несмотря на то, что для его осуществления требуются дополнительные операции, связанные со специальной обработкой результатов измерений является зачастую единственно возможным методом определения характеристик направленности крупногабаритных антенн и антенн средних размеров, работающих в СВЧ диапазоне. Высокая информативность и гибкость голографического метода позволили применить

его не только для решения одной из принципиальных проблем техники антенных измерений – восстановление поля излучения антенн в дальней зоне по полю в ближней зоне, но и для решения ряда других важных задач антенной техники, в частности дефектоскопии антенных обтекателей, исследования профиля больших зеркальных антенн и т.д. Кроме того, благодаря гибкому сочетанию с ЭВМ он позволяет сравнительно легко определить всю пространственную диаграмму направленности или ее отдельные сечения.

Коллиматорный метод отличается тем, что измерения проводятся при помощи еще одной вспомогательной антенны – коллиматора. Коллиматор позволяет получить измерения, соответствующие дальней зоне, фактически в ближней зоне. Данный метод, в отличие от голографического более экономичен и прост. Это достигается тем, что измерения не нуждаются в дополнительной обработке (оптической и цифровой), а операции измерения аналогичны тем, которые применяются в традиционных методах измерения параметров антенн в дальней зоне.

В ряде случаев применим только коллиматорный метод измерений антенн в ближней зоне. Например, при проведении полунатурной отработки радиолокационной станции. В этом случае в радиобезэховой камере устанавливается радиолокационная станция с антенной. Специальное устройство (имитатор) формирует сигналы, соответствующие работе станции в реальных условиях. Эти сигналы с помощью вспомогательной антенны излучаются в направлении антенны исследуемой станции. Моделирование траекторий целей, перемещающихся по угловым координатам, как правило, производится путем соответствующего перемещения облучателя. Для уменьшения размеров камеры при сохранении условий дальней зоны для исследуемой антенны, перед ней устанавливают коллиматор – радиолинзу. Так как коэффициент преломления электромагнитной волны в материале радиолинзы отличается от воздуха, то происходит изменение направления распространения электромагнитной волны. В раскрыте радиолинзы

получается уже плоский фазовый фронт, который соответствует полю в дальней зоне.

Укрупненно структура такого комплекса полунатурного моделирования изображена на рис. 1.1.

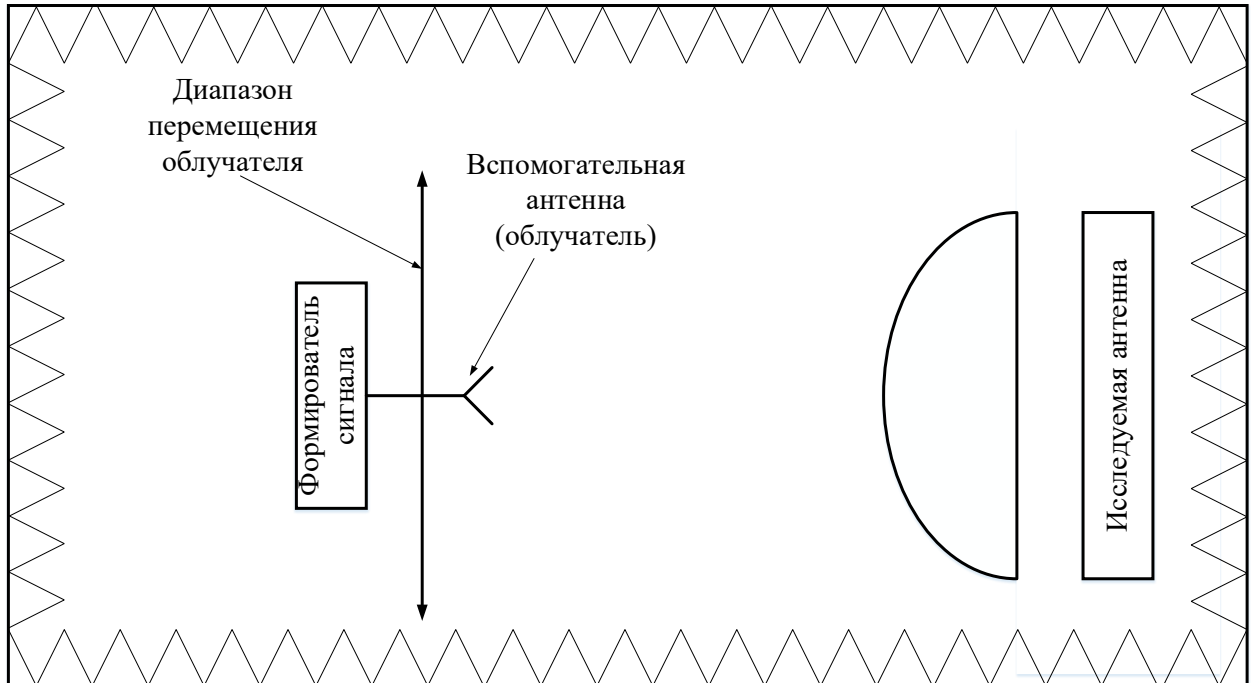


Рисунок 1.1 – Укрупненная структура комплекса полунатурного моделирования

Очевидно, что в таком случае использование голографического метода невозможно. Вместе с тем, очевидно, что моделирование угловых перемещений объекта – перемещение облучателя радиолинзы – приведет к искажению фазового фронта в ее раскрыве. Исследованию этого явления, а также определению путей расширения диапазона перемещения облучателя посвящена диссертационная работа.

1.1 Классификация радиолинз

Рассмотрим классификацию линзовых коллиматоров. Применяются линзовые антенны самых разнообразных систем и конфигураций [54,55] (Рис. 1.2).

Радиолинзы имеют различную форму поверхности. Различают осесимметричные (поверхность такой линзы получена вращением некоторой

кривой вокруг оси симметрии) и цилиндрические (поверхность образуется путем перемещения прямой линии вдоль профиля перпендикулярно к плоскости, в которой расположен профиль)[54]. Наибольшее распространение нашли осесимметричные радиолинзы, так как облучатели, формирующие сферический фазовый фронт, используются чаще для решения практических задач.

В зависимости от отношения фазовой скорости в линзе v к фазовой скорости в среде v_0 выделяют: замедляющие (скорость распространения волны в радиолинзе меньше, чем в среде ($v < v_0$), коэффициент преломления материала радиолинзы больше, чем коэффициент преломления среды $n > n_0$) – (рис.1.2 а, в, е, з), ускоряющие ($v > v_0$, $n < n_0$) – (рис.1.2 б, г, д, ж), с переменным коэффициентом преломления (неоднородные линзы) [54,55].

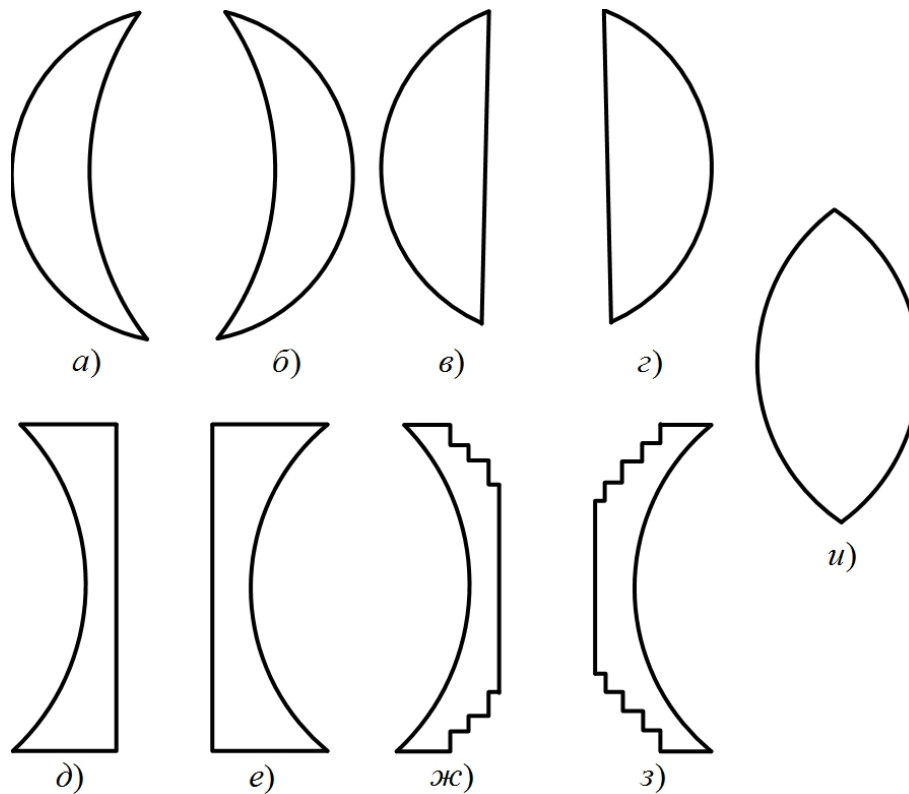


Рисунок 1.2 – Типы радиолинз

В ускоряющих линзах выравнивание фазового фронта происходит за счет того, что участки волновой поверхности часть своего пути проходят с повышенной фазовой скоростью [54,55]. Эти участки различны для различных лучей. Чем сильнее луч отклонен от оси линзы, тем больший участок он

проходит с повышенной фазовой скоростью внутри линзы. Поэтому профиль ускоряющей линзы должен быть вогнутым (рис. 1.2 а, в, е, з).

В замедляющих линзах, наоборот, выравнивание фазового фронта происходит не за счет убыстрения периферийных участков волновой поверхности, а за счет замедления движения середины этой поверхности [54,55]. Следовательно, профиль замедляющей линзы должен быть выпуклым (рис.1.2 б, в, ж, д).

Как правило, средой, в которой распространяется волна до преломления на поверхности радиолинзы, является воздух. Поэтому, замедляющие линзы являются наиболее распространенным случаем.

В зависимости от числа поверхностей, на которых происходит преломление, различают одноповерхностные (Рис.1.2 в-з) и двухповерхностные (Рис.1.2 а, б, и) радиолинзы.

Одноповерхностная радиолинза является наиболее простой в исполнении, как правило, имеет меньшие массу и толщину.

Применение двухповерхностных радиолинз позволяет уменьшить отражения непосредственно в облучатель, улучшить амплитудное распределение в раскрыве, осуществить широкоугольное качание ДН. Кроме того, форма одной из поверхностей может быть выбрана произвольно, что позволяет выполнить теньевую поверхность так, чтобы она совпадала с поверхностью объекта, на котором установлена линза.

Одноповерхностная линза, в свою очередь, может быть с освещенной (Рис.1.2 в, д) или с теневой преломляющей поверхностью (Рис.1.2 б, е).

Уменьшение толщины, массы и потерь в линзе может быть достигнуто путем ее зонирования (Рис.1.2 ж, з). Зонированные линзы обеспечивают требуемую синфазность поля, но при этом отдельные его участки могут отличаться по фазе на целое число 2π . Толщину каждой зоны нужно выбрать минимальной так, чтобы изменение оптического пути за счет диэлектрика не превышало длины волны. Зонирование линзы приводит к ухудшению некоторых ее параметров. У края каждой зоны возникают дифракционные

явления, вызывающие некоторое изменение амплитудного и фазового распределения. Кроме того, такая радиолинза удовлетворительно будет работать только в узком диапазоне длин волн.

Как правило, линзы имеют одну точку идеальной фокусировки, при помещении облучателя в которую получается плоский фазовый фронт в ее раскрыве. Однако выделяют целый класс линз, которые называют апланатическими или апланатами. Они позволяют путем выноса облучателя из фокуса отклонять диаграмму направленности без практических заметных искажений ее формы [6,37,55]. К апланатическим линзам причислены бифокальные линзы, а также линзы с тремя точками идеальной фокусировки, так как в этих линзах при перемещении облучателя из одного фокуса в другой диаграмма направленности отклоняется, и ее форма при этом практически мало изменяется [6,54–62].

Линза может быть изготовлена из самых разнообразных материалов. Различают диэлектрические (из однородного и неоднородного, из искусственного диэлектрика), металлопластинчатые, металлодиэлектрические радиолизы и т.д. [54,55]

Простейшим типом линзовых антенн являются диэлектрические линзовые коллиматоры, или так называемые антенны оптического диапазона. Эти линзы представляют собой тело определенной геометрической формы, выполненное из диэлектрика. Преобразование сферически расходящейся волны, излучаемой облучателем, происходит только за счет придания поверхности линзы того или иного профиля поверхности. Свойства диэлектрика в диапазоне радиоволн характеризуются коэффициентом преломления n и тангенсом угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$. Важными достоинствами диэлектриков является простота их конструкции и очень слабая зависимость показателя преломления n от частоты, в результате чего диэлектрические линзовые коллиматоры являются весьма широкополосными. Важным достоинством таких линз является простота их конструкции. Линзу

изготавливают из блока-диэлектрика, профили ее поверхности обрабатывают, как правило, на станках.

Диэлектрические радиолитзы могут покрываться согласующими слоями. Это делается для устранения отраженной волны от литзы и достигается путем нанесения на диэлектрик слоя другого диэлектрика с толщиной, равной четверти длины волны в согласующем слое. Поэтому согласование достигается лишь в узкой полосе частот. Расширить рабочую полосу частот можно путем применения многослойных согласующих покрытий [54,55].

В литзах из неоднородного диэлектрика форма профиля литзы имеет меньшее значение. Здесь доминирующую роль играет правильный выбор закона изменения коэффициента преломления. Естественно, что изготовление литз из неоднородного диэлектрика представляет собой задачу более трудную.

Наиболее интересными примерами таких литз являются литза Микаэляна (литза постоянной толщины, коэффициент преломления которой зависит от координаты y), литза Максвелла (представляет собой диэлектрическую сферу, коэффициент преломления которой зависит от расстояния до центра литзы), литза Люнеберга (представляет собой диэлектрическую сферу с коэффициентом преломления, зависящим от радиуса) [54,55].

Литзы из искусственного диэлектрика могут быть созданы различными способами. Например, в диэлектрик с низкой относительной диэлектрической проницаемостью вкрапливаются металлические или диэлектрические элементы (порошок, шарики, диски, полоски и т.д.). Фазовая скорость волны, распространяющейся в такой среде, будет ниже, чем в свободном пространстве. Подбирая форму вкрапливаемых элементов и их плотность, можно создать среду с любым, наперед заданным коэффициентом преломления и любым законом изменения.

Существуют литзы, выполненные из параллельных металлических поверхностей, изогнутых так, что сферическая волна облучателя, помещенного

между поверхностями, преобразовывается в плоскую. Такие линзы получили название металловоздушных.

Нужно отметить, что данная классификация не является исчерпывающей. В ней не отражены радиолинзы, которые не нашли широкого применения.

1.2 Сравнительный анализ диэлектриков с точки зрения их пригодности для изготовления коллиматоров

Выбор материала для изготовления линзы определяется рядом факторов: допусками на точность изготовления, размерами и стоимостью изделия, потерями на отражение и в материале линзы, сложностью обработки и т.д.

Традиционно для изготовления коллиматоров используются материалы с высоким значением относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon_r > 2$: стекло, фторопласт, керамика, полистирол и т.д. [5,63–80] Это связано, прежде всего, с тем, что такие материалы (в особенности стекло различных видов) применяются в оптике для изготовления оптических линз.

В 1940-х годах в Германии была впервые разработана технология промышленного производства пенопластов или вспененных газонаполненных материалов, имеющих ячеистую структуру, где каждая ячейка заполнена газом (чаще всего воздухом). Такие материалы имеют относительную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_r < 2$. В эти годы пенопласты использовались для изготовления первых радиопоглощающих материалов. Серийное производство отечественных пенопластов было налажено в 1952 году. Сейчас газонаполненные материалы используют как уплотнители и теплоизоляторы в производстве и строительстве.

В литературе достаточно редко встречаются описания радиолинз, изготовленных с использованием газонаполненных материалов [81–91]. Однако исследований их возможностей, качества фокусировки не приводится.

Проведем сравнительный анализ распространенных материалов-диэлектриков с высоким значением относительной диэлектрической

прозрачности $\varepsilon_r > 2$ с точки зрения их использования для изготовления линзовых коллиматоров [92–95]. Рассмотрим наряду с ними вспененный газонаполненный материал с относительной диэлектрической прозрачностью $\varepsilon_r < 2$. В качестве примера такого материала рассмотрим экструдированный пенополистирол с относительной диэлектрической прозрачностью $\varepsilon_r \approx 1.0467$. Этот материал доступен, имеет низкую стоимость.

Для определенности будем считать, что исследуемая антенна является сверхвысокочастотной и работает в трехсантиметровом диапазоне длин волн $\lambda = 3$ см.

Параметры, по которым проводилось сравнение материалов, были следующие:

1. Толщина радиолиты;
2. Допуски (на толщину и на показатель преломления);
3. Потери (на отражение и в материале линзы);
4. Максимальный угол отклонения главного лепестка ДН.

Указанные выше параметры зависят от выбора материала, а некоторые из них от фокусного расстояния и диаметра линзы. Эти параметры определяют качество коллиматора, сложность его изготовления.

Толщина линзы является важным параметром, она определяет размеры коллиматора и, следовательно, расход материала на изготовления коллиматора. Толщину линзы d можно определить по следующему выражению [54]:

$$d = \sqrt{\frac{f^2}{(n+1)^2} + \frac{D^2}{4 \cdot (n^2 - 1)}} - \frac{f}{n+1}. \quad (1.1)$$

Допуски на толщину линзы определяют точность, с которой должен быть изготовлен коллиматор. При низких допусках на толщину линзы для обработки материала привлекаются специальные высокоточные станки, способные изготовить поверхность коллиматора с необходимой точностью.

Допуск на толщину линзы в любом ее сечении или точность изготовления определяются выражением [54]:

$$|\Delta d| \leq \frac{\Delta \Phi_m \cdot \lambda_0}{4 \cdot \pi \cdot n - 1}, \quad (1.2)$$

С ростом длины волны, как видно из (1.2) допуски на точность изготовления увеличиваются. Вместе с тем снижение коэффициента преломления увеличивает допуск.

Результаты расчета зависимости толщины линзы от ее диаметра и фокусного расстояния, а также допуски на толщину сведены в Табл.1.1.

Таблица 1.1 – Зависимость толщины линзы от ее диаметра D и фокусного расстояния f , м. Допуски на толщину Δd

Диэлектрик	ε_r	Толщина линзы, см						Δd , см
		$D=1$, м			$D=0.5$, м			
		$f=1$	$f=5$	$f=10$	$f=1$	$f=5$	$f=10$	
Экструдированный пенополистирол	1.05	187	91.4	51.4	76.37	25.74	13.36	4.061
Фторопласт-4	2.08	22.23	5.57	2.81	6.54	1.4	0.70	0.212
Полиэтилен	2.26	19.89	4.90	2.47	5.78	1.23	0.62	0.186
Полистирол	2.55	17.13	4.14	2.08	4.92	1	0.52	0.157
Плексиглас	2.61	16.67	4.01	2.02	4.77	1	0.50	0.152
Эбонит	2.67	16.24	3.9	1.96	4.64	0.98	0.49	0.147
Текстолит	3.67	11.6	2.7	1.36	3.25	0.68	0.34	0.102
Кварц плавл-й	3.8	11.2	2.6	1.31	3.14	0.65	0.32	0.098
Стекло С38-1	4.2	10.3	2.36	1.18	2.85	0.59	0.29	0.089
Керамика	5.2	8.56	1.94	0.97	2.35	0.48	0.24	0.073

Из таблицы видно, что с увеличением относительной диэлектрической проницаемости и фокусного расстояния, а также с уменьшением диаметра линзы, становится меньшей ее толщина. Значит, расход материала

уменьшается. То есть лучшими материалами, по данному параметру, являются материалы с высоким значением относительной диэлектрической проницаемости: стекло ($\epsilon_r=4.2$) и керамика ($\epsilon_r=5.2$).

Однако по допускам на точность изготовления линзы лучшим является вспененный газонаполненный материал - экструдированный пенополистирол (разница более чем в 18 раз). Это означает, что при изготовлении коллиматоров из данного материала нет необходимости в специальных высокоточных станках для обработки материала. За счет этого снижается себестоимость коллиматоров, изготавливаемых из материалов подобного рода.

Из таблицы можно сделать также вывод, что для всех материалов с высоким значением относительной диэлектрической проницаемости допуски на точность изготовления коллиматора мало изменяются.

Потери в линзе зависят от ее типа, материала, из которого она изготовлена, а также от конструкции (толщины). Потери энергии могут быть вызваны следующими причинами [65]: 1) поглощение внутри линзы; 2) отражением от ее поверхностей; 3) прохождением части энергии облучателя за края линзы. Первые два вида потерь зависят от материала радиолинзы, поэтому рассмотрим их.

Наличие потерь в линзе вызывает как уменьшение излучения антенны в целом, так и изменение амплитудного распределения по раскрытию коллиматора, что приводит к изменению диаграммы направленности.

Величину потерь в материале радиолинзы, выраженную в дБ, учитывает формула для расчета коэффициента полезного действия [54]:

$$\eta_l = 27.3 \cdot n \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot \frac{l_{cp}}{\lambda_0}, \quad (1.3)$$

где l_{cp} – средняя длина пути луча в теле линзы ($l_{cp} \approx d/2$).

На каждой из поверхностей линзы происходит отражение части энергии падающей волны. Наличие отражений так же приводит к изменениям ДН, кроме того, часть отраженных от линзы волн излучаются в различных

направлениях, часть попадает обратно в облучатель, вызывая уменьшение коэффициента бегущей волны (КБВ).

Оценка общих потерь на отражение, выраженных в дБ, производится по формуле [54]:

$$A_{cp} \approx 8,69 \cdot \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (1.4)$$

Результаты расчетов потерь в материале линзы и на отражение внесены в Табл.1.2.

Таблица 1.2 – Зависимость потерь в материале линзы от ее диаметра D , м и фокусного расстояния f , м. Потери на отражение

Диэлектрик	tg δ	Потери на отражении ϵA_{cp} , дБ	Потери в материале линзы η_l , дБ					
			$D=0.5$, м			$D=1$, м		
			$f=1$	$f=5$	$f=10$	$f=1$	$f=5$	$f=10$
Экструдированный пенополистирол	$2 \cdot 10^{-4}$	0.01	0.07	0.02	0.01	0.17	0.08	0.04
Фторопласт	$3.7 \cdot 10^{-4}$	0.29	0.02	0.01	0.01	0.05	0.01	0.01
Полиэтилен	$0.5 \cdot 10^{-3}$	0.35	0.02	0.01	0.01	0.07	0.02	0.01
Полистирол	$7 \cdot 10^{-4}$	0.46	0.03	0.01	0.01	0.09	0.02	0.01
Плексиглас	$8 \cdot 10^{-3}$	0.48	0.28	0.06	0.03	0.98	0.24	0.12
Эбонит	$6 \cdot 10^{-3}$	0.50	0.21	0.04	0.02	0.72	0.17	0.09
Текстолит	$6 \cdot 10^{-2}$	0.86	1.70	0.35	0.18	6.10	1.42	0.71
Кварц плавленный	$1.7 \cdot 10^{-4}$	0.90	0.01	0.01	0.01	0.02	0.01	0.01
Стекло	$2.9 \cdot 10^{-3}$	1.03	0.08	0.01	0.01	0.29	0.06	0.03
Керамика	$3 \cdot 10^{-3}$	1.32	0.07	0.01	0.01	0.27	0.06	0.03

Из таблицы видно, что потери в материале растут с увеличением диаметра линзы и фокусного расстояния. Это легко объясняется возрастающей при этом толщиной линзы и длиной луча, проходящего через ее тело.

Наименьшие потери в материале наблюдаются для кварца плавленого, полиэтилена и фторопласта-4.

С ростом коэффициента преломления, потери на отражение увеличиваются. Поэтому меньшие потери на отражение демонстрируют материалы с низким значением относительной диэлектрической проницаемости: экструдированный пенополистирол, полиэтилен, фторопласт-4.

Допуски на коэффициент преломления характеризует допустимую неоднородность материала, возможные отклонения коэффициента преломления при изготовлении [54]. Следовательно, чем выше допуски, тем ниже требования к качеству материала:

$$|\Delta n| = \frac{\Delta \Phi_m}{4\pi} \cdot \frac{\lambda_0}{d}. \quad (1.5)$$

Удобнее оценку производить по допускам на относительную диэлектрическую проницаемость, выраженную в процентах:

$$\pm \Delta \varepsilon = |\Delta n|^2; \quad (1.6)$$

$$\pm \Delta \varepsilon \% = \pm \Delta \varepsilon / \varepsilon \cdot 100\% \quad (1.7)$$

Результаты занесены в Табл. 1.3-1.4.

Таблица 1.3 – Допуск по относительной диэлектрической проницаемости при $D = 0.5$ м от фокусного расстояния f , м

Диэлектрик	ε_r	Допуск по $\pm \Delta \varepsilon, \%$					
		$f=1$		$f=5$		$f=10$	
		$+\Delta \varepsilon$	$-\Delta \varepsilon$	$+\Delta \varepsilon$	$-\Delta \varepsilon$	$+\Delta \varepsilon$	$-\Delta \varepsilon$
Экструдированный пенополистирол	1.05	0.24	0.24	0.71	0.71	1.38	1.37
Фторопласт	2.08	1.99	1.98	9.44	9.02	19.26	17.57
Полиэтилен	2.26	2.16	2.14	10.33	9.82	21.11	19.09
Полистирол	2.55	2.40	2.37	11.56	10.93	23.70	21.18
Плексиглас	2.61	2.44	2.41	11.79	11.13	24.18	21.57
Эбонит	2.67	2.49	2.45	12.01	11.33	24.65	21.94
Текстолит	3.67	3.03	2.98	14.88	13.85	30.75	26.64
Кварц плавленый	3.8	3.08	3.03	15.17	14.10	31.37	27.10
Стекло	4.2	3.23	3.18	15.98	14.80	33.10	28.38
Керамика	5.2	3.53	3.46	17.58	16.16	36.54	30.86

Таблица 1.4 – Допуск по относительной диэлектрической проницаемости при $D = 1$ м от фокусного расстояния f , м

Диэлектрик	ϵ_r	Допуск по относительной диэлектрической проницаемости $\pm\Delta\epsilon$, %					
		f=1		f=5		f=10	
		+ $\Delta\epsilon$	- $\Delta\epsilon$	+ $\Delta\epsilon$	- $\Delta\epsilon$	+ $\Delta\epsilon$	- $\Delta\epsilon$
Экструдированный пенополистирол	1.05	0.098	0.09	0.2006	0.20	0.356	0.35
Фторопласт-4	2.08	0.58	0.58	2.345	2.32	4.668	4.56
Полиэтилен	2.26	0.62	0.62	2.558	2.53	5.101	4.97
Полистирол	2.55	0.68	0.68	2.854	2.81	5.701	5.54
Плексиглас	2.61	0.69	0.69	2.909	2.87	5.812	5.65
Эбонит	2.67	0.71	0.71	2.962	2.92	5.92	5.75
Текстолит	3.67	0.84	0.83	3.646	3.58	7.313	7.05
Кварц плавленный	3.8	0.85	0.85	3.715	3.65	7.453	7.18
Стекло	4.2	0.89	0.88	3.905	3.83	7.843	7.55
Керамика	5.2	0.96	0.95	4.283	4.19	8.613	8.26

При больших фокусных расстояниях и диаметре линзы, и с увеличением коэффициента преломления и относительной диэлектрической проницаемости, допуски на неоднородность материала возрастают.

Материалы с низким коэффициентом преломления имеют меньшие допуски на неоднородность материала, чем противопоставляемые им, традиционно используемые для изготовления коллиматоров. Однако с точки зрения практического использования, эти допуски достаточно велики и не вызывают трудностей при изготовлении коллиматоров из газонаполненных материалов.

Во многих радиотехнических системах требуется осуществить перемещение ДН в пространстве (сканирование ДН), которое можно получить путем смещения облучателя из фокуса, перпендикулярно оси антенны.

Оценить максимальные углы отклонения главного лепестка ДН (углы сканирования облучателем антенны) θ_{\max} (определены из условия максимально допустимой кубической фазовой ошибки $\pi/2$) можно по следующему выражению [54]:

$$\theta_{\max} \approx \frac{\lambda_0}{D} \cdot \frac{f + nd}{2nd}. \quad (1.8)$$

Результаты вычислений представлены в Табл. 1.5.

Таблица 1.5 – Зависимость максимально допустимого угла отклонения луча θ_{\max} от диаметра линзы D и фокусного расстояния f , м

Диэлектрик	Максимальный допустимый угол отклонения луча $\theta_{\max}, ^\circ$					
	$D = 1, \text{ м.}$			$D = 0.5, \text{ м.}$		
	$f=1$	$f=5$	$f=10$	$f=1$	$f=5$	$f=10$
Экструдированный пенополистирол	1.3	5.45	17.182	3.91	34.35	127.48
Фторопласт	3.54	54.29	212.433	19.93	425.02	1689.87
Полиэтилен	3.73	59.12	231.8	21.47	463.6	1845.08
Полистирол	4	65.79	258.47	23.59	517.19	2058.88
Плексиглас	4.05	67.02	263.49	23.98	526.72	2098.42
Эбонит	4.09	68.24	268.39	24.36	536.68	2137.20
Текстолит	4.7	83.65	330.19	29.25	660.19	2631.77
Кварц плавленный	4.76	85.24	336.44	29.75	672.79	2682.33
Стекло	4.93	89.54	353.63	31.11	707.25	2819.59
Керамика	5.26	98.01	387.59	33.79	775.09	3091.43

Из таблицы следует, что максимальные углы отклонения главного лепестка ДН или углы сканирования облучателя увеличиваются с увеличением коэффициента преломления, фокусного расстояния, с уменьшением диаметра линзы. То есть по данному параметру лучшими материалами являются стекло и керамика.

Все вышесказанное позволяет сделать следующие выводы.

Материалы с низким коэффициентом преломления обладают высокими допусками на точность изготовления. Это позволяет изготавливать линзовые коллиматоры с меньшей точностью, не используя в производстве специальные высокоточные станки.

Такие материалы обеспечивают минимальные потери на отражение и не высокие в теле линзы, что является несомненным плюсом с точки зрения увеличения точности измерений [96].

Минусами использования таких материалов являются большая толщина коллиматора и малые углы сканирования его облучателя. Рассмотрим указанные недостатки подробнее.

Большая толщина коллиматора. Подобный коллиматор может использоваться только при относительно больших фокусных расстояниях, начинающихся с единиц метров. Масса коллиматора при этом будет невелика – газонаполненные материалы имеют низкую плотность.

Меньшие углы сканирования облучателя коллиматора. При неподвижном облучателе, установленном точно в фокусе, указанное свойство недостатком не является. Он проявляется при сканировании облучателя, например, имитирующим перемещение цели при полунатурном моделировании работы радиолокационной станции. Сектор, в пределах которого может проводиться моделирование будет ограничен. Этот недостаток может серьезно ограничить возможности использования материалов с низкой относительной диэлектрической проницаемостью для изготовления линзовых коллиматоров. Вместе с тем, исследований по искажению фазового фронта и диаграммы направленности антенны, работающей совместно с линзовым коллиматором при его расфокусировке не проводилось. Кроме того, из оптики известны апланатические линзы, обладающие несколькими точками идеальной фокусировки. Целесообразно рассмотреть возможность применения таких линз в качестве коллиматоров.

1.3 Геометрия диэлектрических радиолинз

Выбором профиля одной или обеих поверхностей линзового коллиматора можно добиться того, чтобы сферическая волна, излучаемая облучателем, преобразовывалась бы в плоскую волну. Такое преобразование можно осуществить при различной форме поверхностей радиолинзы.

Рассмотрим геометрию и способы расчета поверхности одноповерхностных и бифокальных радиолинз.

1.3.1 Одноповерхностная радиолинза

Простейшим вариантом является одноповерхностная радиолинза с одной преломляющей поверхностью из однородного диэлектрика (рис. 1.3).

Радиолинза, изготовленная из однородного диэлектрика, является простой в реализации и, одновременно, широкополосной. А при выполнении лишь одной преломляющей поверхности удастся обеспечить меньшие массу и толщину коллиматора.

Геометрия одноповерхностной радиолинзы и ход лучей в ней показаны на Рис. 1.3.

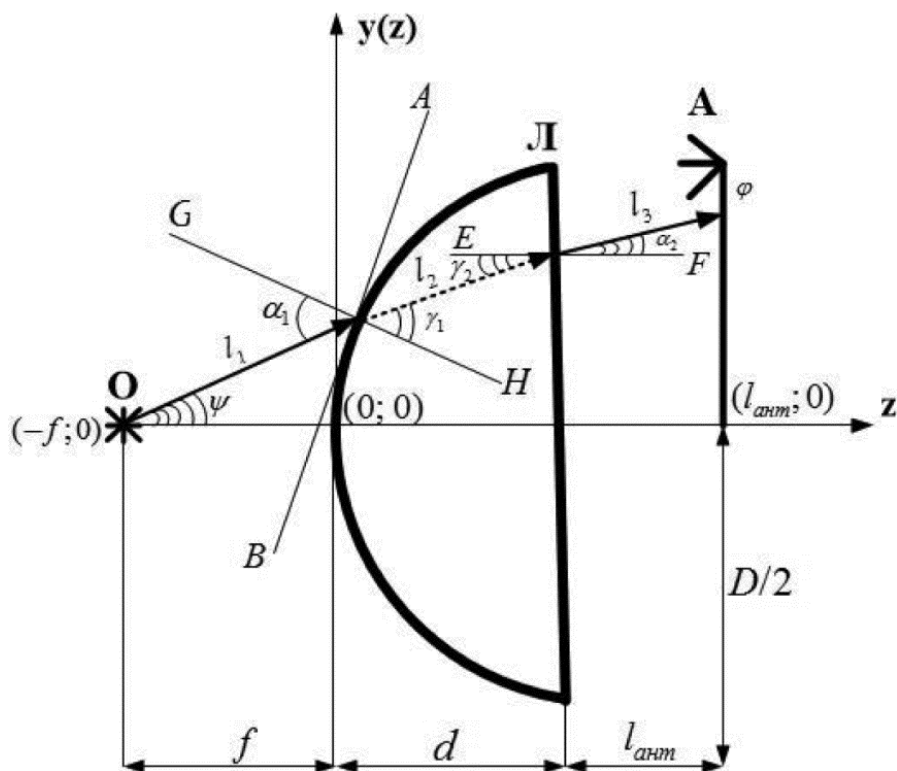


Рисунок 1.3 – Геометрия одноповерхностной радиолинзы

Радиолинза, облучатель, антенна исследуемого диапазона помещаются в безэховую камеру. Облучатель, или вспомогательная антенна **О**, формирует электромагнитную волну со сферическим фазовым фронтом, распространяющуюся со скоростью v_0 в направлении коллиматора. Средой распространения волны является воздух (относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{r0} = 1$, показатель преломления $n_0 = \sqrt{\varepsilon_{r0}} = 1$, длина волны в воздухе λ_0). Когда волна достигает поверхности коллиматора, происходит преломление фазового фронта первичного источника на поверхности диэлектрической одноповерхностной радиолинзы **Л** (толщина d , диаметр D). При прохождении электромагнитной волны в теле линзы изменяется фазовая скорость волны $v < v_0$ и длина волны $\lambda < \lambda_0$, вследствие чего происходит трансформация сферического фазового фронта в плоский, соответствующий полю дальней зоны. Линза изготовлена из диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ε_r , показателем преломления $n = \sqrt{\varepsilon_r} > 1$, тангенсом угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$. Расстояние между облучателем и линзой называется фокусным расстоянием и обозначается как f . За линзой на расстоянии $l_{\text{ант}}$ установлена антенна исследуемого радиотехнического устройства **А** (исследуемая антенна).

На рисунке так же изображены: АВ – касательная к освещенной поверхности радиолинзы, GH и EF – нормали к освещенной и к теневой поверхностям соответственно. В общем случае считаем, что координаты облучателя **О** ($Z_0; Y_0$). Причем если он расположен в фокусе, то его координаты $(-f; 0)$. При выносе облучателя из фокуса говорят об расфокусировке коллиматора.

Радиолинза рассчитывается в декартовой системе координат, ее профиль описывается зависимостью $y(z)$, где z – координата по толщине радиолинзы. Начало системы координат располагается в точке пересечения освещенной поверхности радиолинзы и главной оптической оси. Освещенной

поверхностью называют поверхность радиолинзы, которая обращена к облучателю, противоположную называют теневой.

Профиль освещенной поверхности линзы определяется выражением [54]:

$$y(z) = \sqrt{(n^2 - 1) \cdot z^2 + 2 \cdot (n - 1) \cdot f}, \quad (1.9)$$

где z – координата радиолинзы по толщине, которая изменяется в интервале от 0 до d .

1.3.2 Бифокальная (двухповерхностная) радиолинза

Бифокальная линзовая антенна является симметричной относительно главной оптической оси Ox (рис. 1.4) и имеет две точки идеальной фокусировки O_1 и O_2 с координатами $(0; a)$ и $(0; -a)$, соответственно. При размещении в этих точках облучателя, в раскрыве линзовой антенны должен получаться плоский фазовый фронт, соответствующий прямой P .

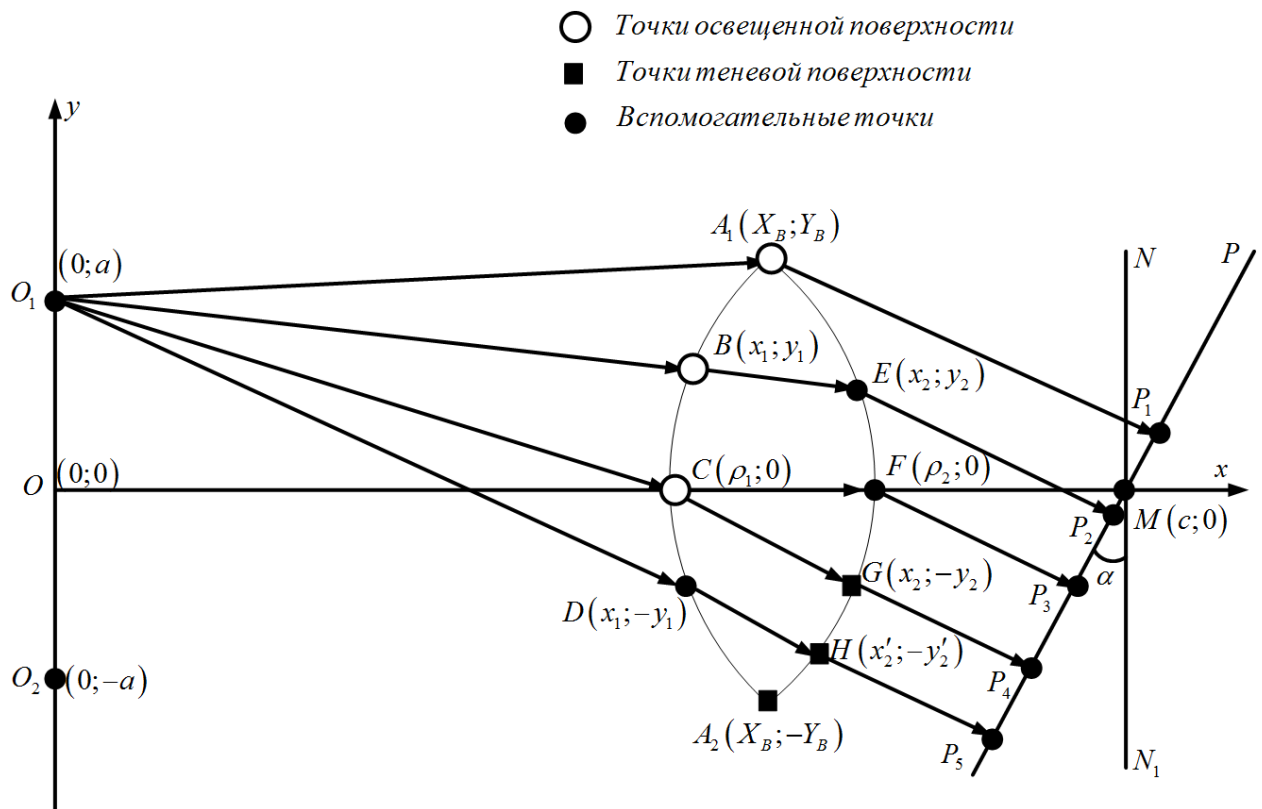


Рисунок 1.4 – Геометрия бифокальной линзовой антенны

Две вершины линзы A_1 и A_2 с координатами $(X_B; Y_B)$ и $(X_B; -Y_B)$, соответственно, (рис. 1.4) принадлежат одновременно освещенной и теневой

поверхностям и называются краями линзы. Их определяют из уравнения эллипса равных краев [55]:

$$X_B^2 + Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha = a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha, \quad (1.10)$$

где a – расстояние от главной оптической оси Ox до точек фокуса O_1 и O_2 ; α – угол наклона фазового фронта (прямая P) в раскрыве линзы относительно апертуры исследуемой антенны, которая располагается в точке с координатой $M(c;0)$. Эти две величины задаются в начале вычислений и определяются размерами линзы и требуемым диапазоном сканирования облучателя. В силу симметрии линзы относительно главной оптической оси две ее вершины и два положения точек идеальной фокусировки полностью эквивалентны.

Для определенности, в дальнейшем используем вершину с координатами $(X_B; Y_B)$ и считаем, что облучатель расположен в точке $(0;a)$.

Так как расстояние до ближайшей точки освещенной поверхности заранее определить невозможно ни в одном из существующих методов синтеза поверхности, за фокусное расстояние для бифокального линзового коллиматора можно принимать координату X_B . Размер апертуры антенны определяется значением координаты Y_B .

Уравнение эллипса равных краев (1.10) определяет кривую, по разные стороны которой находятся освещенная и теневая поверхности. Точки пересечения этих поверхностей друг с другом и с кривой эллипса равных краев и есть вершины линзы $(X_B; Y_B)$ и $(X_B; -Y_B)$.

В литературе по оптике и астрономии можно найти немало сведений о бифокальных коллиматорах, однако, большая их часть построена на принципе зеркального отражения [6,97]. В радиодиапазоне исследования бифокальных линзовых коллиматоров проводилось многими авторами. Однако метода, позволяющего аналитически определить поверхность линзового коллиматора, не было получено. Был разработан ряд приближенных методов синтеза этих устройств [6,54,55,58,59,62,98–103]. Среди них наибольшее распространение получили: метод Джента-Штернберга, метод решетки, метод последовательных приближений. Кроме названных методов расчета, есть

несколько других, получивших меньшее распространение и обеспечивающих меньшую точность расчета поверхности коллиматора.

Метод последовательных приближений

Рассмотрим вначале метод последовательных приближений[54].

В этом методе задают освещенную и теневую поверхности линзового коллиматора при помощи степенного полинома с шестью неизвестными коэффициентами. Для определения коэффициентов необходимо решить две системы уравнений, состоящие из двух уравнений и дополненные двумя условиями каждая.

Уравнения поверхностей линзового коллиматора в полярной системе координат можно представить в виде степенного ряда (обычно ограничиваются тремя его членами):

$$\begin{cases} \rho_{\text{осв}}(\theta) = \rho_1(1 + A_1 \theta^2 + B_1 \theta^4) \\ \rho_{\text{тен}}(\theta) = \rho_2(1 + A_2 \theta^2 + B_2 \theta^4) \end{cases} \quad (1.11)$$

где ρ_1, ρ_2 – коэффициенты, определяющие расстояние от оси, на которой расположены облучатели до освещенной и теневой поверхностей линзы соответственно; A_1, B_1 – коэффициенты, определяющие форму освещенной поверхности линзы; A_2, B_2 – коэффициенты, определяющие форму теневой поверхности линзы.

Начало полярных координат выбирается в фокусе F_0 , где пересекаются крайние лучи, падающие на линзу параллельно ее оси. Координата z_0 фокуса F_0 определяется соотношением:

$$-z_0 = \frac{D}{2} \text{ctg} \theta_0. \quad (1.12)$$

Для определения шести неизвестных коэффициентов, а именно $\rho_1, \rho_2, a_1, a_2, b_1, b_2$ следует использовать ряд условий. Четыре условия следуют сразу из геометрии линзы:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_\nu (1 + a_\nu \theta_0^2 + b_\nu \theta_0^4) = \frac{D}{2 \sin(\theta_0)}; \\ \nu = 1, 2 \\ \left[\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta} \right]_{\theta=\theta_0} = \frac{2a_\nu \theta_0 + 4b_\nu \theta_0^3}{1 + a_\nu \theta_0^2 + b_\nu \theta_0^4} = \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{tg}(\theta_0 + \alpha) \text{ для } \nu = 1 \\ \operatorname{tg}(\theta_0 - \beta) \text{ для } \nu = 2 \end{array} \right\} \end{array} \right. \quad (1.13)$$

Для определения остальных двух параметров задаем толщину:

$$d = \rho_2 - \rho_1. \quad (1.14)$$

Последним условием можно выбрать равенство оптической длины.

Угол θ_0 находится из уравнения:

$$\arcsin \left[\frac{1}{n} \sin(\alpha + \theta_0) \right] + \arcsin \left[\frac{1}{n} \sin(\beta) \right] = \alpha + \beta. \quad (1.15)$$

Наклон поверхностей линзы на ее краю (т.е. в точках A_1 и A_2) можно найти, решая систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \arcsin \left[\frac{1}{n} \sin(\alpha + \varepsilon_1) \right] + \arcsin \left[\frac{1}{n} \sin(\beta + \psi) \right] = \alpha + \beta; \\ \arcsin \left[\frac{1}{n} \sin(\alpha + \varepsilon_2) \right] + \arcsin \left[\frac{1}{n} \sin(\beta - \psi) \right] = \alpha + \beta, \end{array} \right. \quad (1.16)$$

где:

$$\operatorname{tg} \varepsilon_1 = \frac{D/2 - y_F}{-z_F}; \operatorname{tg} \varepsilon_2 = \frac{D/2 + y_F}{-z_F}. \quad (1.17)$$

Соотношение, определяющее связь между углом ψ и координатой фокуса y_F :

$$y_F^2 = f_0^2 \operatorname{tg}^2 \psi + 0,25 D^2 \sin^2 \psi. \quad (1.18)$$

Основная сложность метода последовательных приближений заключается в использовании обратных тригонометрических функций, которые являются периодическими.

Метод Джента-Штернберга

Данный метод основан на определении координат вершин бифокального коллиматора из эллипса равных краев и углов наклона поверхностей [55,62].

По записанному уравнению эллипса краев определяют углы наклона поверхностей линзы вблизи краев, путем решения системы из четырех трансцендентных уравнений, выражающих закон Снеллиуса для внешней и внутренней поверхностей линзы и обоих крайних лучей.

Данную систему уравнений не всегда можно решить численно. Решение зачастую возможно получить лишь графоаналитическим способом.

Метод решетки

Метод решетки позволяет графоаналитическим способом определить координаты и наклон профиля бифокального линзового коллиматора в ограниченном числе точек, лежащих на поверхностях линзы. В отличие от метода Джента-Штернберга эти точки определяются более точно [55].

Основная идея метода заключается в следующем. Определяют точки пересечения луча с теневой поверхностью линзы и угол наклона теневой поверхности в этой точке.

Затем, решая совместно две системы рекуррентных уравнений, определяют координаты профиля линзы и значения производных в этих точках.

Основные проблемы, с которыми приходится при этом сталкиваться заключаются в том, что метод является графоаналитическим и не все линзы с наперед заданными параметрами могут быть реализованы.

Таким образом, можно заключить, что существующие методы построения поверхности бифокального коллиматора [6,54,55,58,59,62,98–103] являются трудоемкими, приближенными и не всегда позволяют получить аналитическое решение. Во многом они основаны на использовании графиков и номограмм. Кроме того, не каждый набор начальных параметров позволяет получить набор точек, аппроксимирующих поверхности линзового коллиматора. Поэтому, зачастую, успех проектирования зависит от опыта проектировщика. Каких-либо рекомендаций по выбору начальных параметров нет.

Одна из проблем, с которой приходится сталкиваться разработчикам бифокальных линзовых коллиматоров, заключается в следующем. Геометрия линзы и возможности ее физической реализуемости существенно зависят от таких параметров как: фокусное расстояние, расстояние от фокуса до главной оптической оси линзы, а также угол наклона фазового фронта относительно главной оптической оси в раскрыве линзы. По сути, синтез бифокальной линзы начинается с задания этих параметров.

В литературе отмечается, что не всякий набор параметров приводит к физически реализуемой линзе [54]. Однако рекомендаций ни по выбору конкретных значений величин, ни даже диапазона, в котором они могут лежать, в литературе не приводится. Еще одним открытым вопросом остается не исследованность формы фазового фронта в раскрыве линзового коллиматора при выносе облучателя из точек его фокуса. Отмечается лишь, что при расположении облучателя в области между точками фокуса наблюдаются искажения фазового фронта [54,55]. Величина этих искажений не оговорена. Зависимость их от расстояния между фокусами так же не исследована. Судя по литературе, искажения фазового фронта при перемещении облучателей за пределы области между двумя фокусами вообще не оценивались.

Естественно, такая неопределенность не позволяет прогнозировать возможности линзового коллиматора на этапе его разработки.

Поэтому в качестве одной из задач данной работы можно сформулировать разработку метода расчета поверхности бифокального линзового коллиматора, лишенного данных недостатков.

Наиболее удобным представляется метод последовательных приближений, основанный на аппроксимации освещенной и теневой поверхностей линзы степенными полиномами и определении их коэффициентов [54]. По сравнению с другими он требует меньшего объема вычислительных работ при достаточно высокой точности. Основные трудности при использовании этого метода заключаются в определении коэффициентов аппроксимирующих полиномов. Для определения

коэффициентов, согласно методу, необходимо решить две системы уравнений, состоящие из двух уравнений и дополненные двумя условиями каждая. Основная сложность метода последовательных приближений заключается в использовании обратных тригонометрических функций, которые являются периодическими.

Однако, зная несколько точек на освещенной и теневой поверхности, можно определить аналитически коэффициенты аппроксимирующих полиномов. При этом степень полинома будет равна количеству известных точек поверхностей линзы.

1.4 Критерии качества фокусировки линзовых коллиматоров

Главной задачей, решаемой с помощью линзовых коллиматоров, является формирование плоского фазового фронта в раскрыве исследуемой антенны. Это позволяет приблизить границу дальней зоны исследуемой антенны, сократить размер полигона или камеры, в которой проводятся измерения.

Таким образом, радиолинза при работе с облучателем, расположенном в фокусе или его некоторой окрестности, должна сформировать в своем раскрыве электромагнитную волну, соответствующую волне источника, расположенного в дальней зоне. Можно сформулировать требования к распределению амплитуды и фазы электромагнитной волны в раскрыве коллиматора:

1. плоский фазовый фронт, наклоненный на угол, соответствующий угловым координатам облучателя;
2. постоянство амплитуды.

Фазовое распределение

Причинами искажений волнового фронта являются: расфокусировка коллиматора (неточное расположение облучателя по отношению к фокусу коллиматора), дифракция поля облучателя на кромке коллиматора, отклонения поверхности от идеальной, неравномерность поля, связанная с неоднородностью материала радиолинзы. Кроме того, облучающее поле

искажают переотражения от посторонних предметов. Все вышеперечисленное приводит к искажениям фазового распределения. Для оценки изменений фазового распределения используют так называемые фазовые ошибки, которые показывают, насколько поле в раскрыве коллиматора отличается от синфазного. Фазовой ошибкой называют любое отклонение фазового распределения от постоянного значения [24]. При проектировании коллиматоров, максимально допустимой фазовой ошибкой, при которой фазовый фронт можно считать плоским, является значение $\Delta\Phi_m = \pi/8$ радиан или 22.5 градуса.

При анализе фазового распределения в раскрыве антенны обычно рассматривают линейную, квадратичную и кубическую фазовые ошибки[24]. Известно, что линейная фазовая ошибка проявляется в виде наклона фазового фронта и приводит к отклонению максимума диаграммы направленности от нулевого положения без искажения ее формы. Появление подобной фазовой ошибки предполагается при смещении облучателя в направлении перпендикулярном главной оптической оси. Квадратичная фазовая ошибка приводит к существенному искажению формы ДН, в первую очередь это проявляется в исчезновении (замывании) ее нулей, к расширению основного лепестка и к возрастанию боковых лепестков[24]. Задача снижения именно этих фазовых ошибок ставится перед линзовыми коллиматорами. Кубическая фазовая ошибка приводит к смещению направления максимума диаграммы направленности и асимметричному искажению ее формы.

Искажения фазового фронта, обусловленные квадратичной и кубической фазовыми ошибками, рассмотрены в работах [24,99,104–116]. В ряде работ [24,54,106,114,117–126], максимально допустимое значение фазовой ошибки, при котором считается, что волна все еще соответствует дальней зоне, составляет 22.5 градуса.

В целом, можно сказать о том, что способ оценки фазового распределения при помощи фазовых ошибок является удобным, однако несовершенным, так как при одном и том же значении фазовой ошибки, форма

фазового распределения может значительно отличаться и в различной мере влиять на ДН.

Встречается также качественное описание фазового распределения. Однако, такое описание фазового распределения является неполным, т.к. не позволяет оценить, например, несимметричные искажения или каким видом фазовых ошибок вызваны искажения и т.д.

Амплитудное распределение

Еще одной характеристикой, позволяющей анализировать работу линзовых коллиматоров, является амплитудное распределение.

Искажения формы АР могут заключаться в снижении уровня амплитуды и отклонениях распределения от равномерного. Например, спадающее к краям амплитудное распределение приводит, с одной стороны, к расширению основного лепестка ДН, а с другой – к уменьшению уровня боковых лепестков. Первое обстоятельство является для остронаправленных антенн вредным, а второе – полезным[24]. Снижение уровня амплитуды объясняется отражениями от материала коллиматора, потерями в материале.

Амплитудное распределение в литературе описывается лишь качественно [1,24,25,127,128]. Рекомендации по количественной оценке амплитудных искажений, вносимых радиолинзой, не приводится. Обычно, амплитудные искажения характеризуют косвенно, по искажениям диаграммы направленности антенны.

Диаграмма направленности антенны

Диаграмма направленности антенны (ДНА) строится на основе амплитудно-фазового распределения и поэтому является наиболее полной характеристикой. Применительно к линзовым коллиматорам обычно рассматривают диаграмму направленности исследуемой антенны, формируемую при их совместной работе. Одна из задач полунатурного моделирования, проводимого совместно с антенной – измерение угловых координат моделируемых объектов. Для этого, как правило, используют суммарно-разностный пеленгатор. Таким образом, помимо оценки искажений

суммарной диаграммы направленности при расфокусировке радиолинзы, необходимо рассматривать искажения разностной диаграммы направленности и пеленгационной характеристики.

Для одномерной антенной решетки множитель направленности определяется:

$$F(\theta) = \int_{-L_a/2}^{L_a/2} \dot{A}(y) \cdot e^{i \cdot \beta_1 \cdot y \cdot \sin(\theta)} dy, \quad (1.19)$$

где θ - угловое положение, для которого рассчитывается значение ДНА; $\dot{A}(y) = A(y) \cdot e^{-i \cdot \phi(y)}$ - комплексная амплитуда возбуждения точек раскрыва; y - координата точки раскрыва; i - мнимая единица; $A(y)$, $\phi(y)$ - соответственно амплитудное и фазовое распределения поля по раскрыву линзы.

Поле соответствует дальней зоне, если амплитудное и фазовое распределения являются равномерными. В обратном случае возникают искажения ДНА.

Для оценки искажений диаграммы направленности можно использовать интегральный критерий, характеризующий отклонение формы диаграммы направленности для заданного амплитудно-фазового распределения ($F_A(\theta)$) от формы, соответствующей дальней зоне ($F_0(\theta)$) [129].

Тогда суммарная интегральная ошибка, характеризующая отклонения ДНА от эталонной в диапазоне углов $[\theta_{\min}; \theta_{\max}]$:

$$\Delta F_{\Sigma}^2 = \frac{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} [F_A(\theta) - F_0(\theta)]^2 d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_0(\theta)^2 d\theta}. \quad (1.20)$$

Главный лепесток ДНА содержит, как правило, большую часть мощности излучения, а также определяет направленные свойства устройства. Уровень боковых лепестков оказывает значительное влияние на основные

параметры радиотехнического устройства: помехозащищенность, вероятность ложного обнаружения и т.д.

Соответственно, ДНА может быть искажена в области боковых лепестков, но при этом искажения могут не затрагивать главный лепесток, или наоборот. Также, возможна ситуация, когда искажения наблюдаются как в области главного лепестка ДН, так и в области боковых лепестков.

Обозначим границы главного лепестка эталонной ДН как $\theta_{-1} \leq \theta \leq \theta_1$. Таким образом, границы боковых лепестков определятся диапазоном $\theta_{\min} \leq \theta \leq -\theta_{-1} \wedge \theta_1 \leq \theta \leq \theta_{\max}$.

Тогда суммарная интегральная ошибка может быть записана в виде суммы интегральных ошибок в пределах главного и боковых лепестков:

$$\begin{aligned} \Delta F_{\Sigma} = & \frac{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} [F_A(\theta) - F_0(\theta)]^2 d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_0(\theta)^2 d\theta} = \frac{\int_{-\theta_0}^{\theta_0} [F_A(\theta) - F_0(\theta)]^2 d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_0(\theta)^2 d\theta} + \\ & + \frac{\int_{\theta_{\min}}^{-\theta_0} [F_A(\theta) - F_0(\theta)]^2 d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_0(\theta)^2 d\theta} + \frac{\int_{\theta_0}^{\theta_{\max}} [F_A(\theta) - F_0(\theta)]^2 d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_0(\theta)^2 d\theta}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

В пределах главного лепестка интегральная ошибка:

$$\Delta F_{\Sigma 1} = \frac{\int_{-\theta_0}^{\theta_0} [F_A(\theta) - F_0(\theta)]^2 d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_0(\theta)^2 d\theta}. \quad (1.22)$$

В пределах боковых лепестков:

$$\Delta F_{\Sigma 2} = \frac{\int_{\theta_{\min}}^{-\theta_0} [F_A(\theta) - F_0(\theta)]^2 d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_0(\theta)^2 d\theta} + \frac{\int_{\theta_0}^{\theta_{\max}} [F_A(\theta) - F_0(\theta)]^2 d\theta}{\int_{\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} F_0(\theta)^2 d\theta}. \quad (1.23)$$

Как уже говорилось ранее, пороговое значение квадратичной фазовой ошибки 22.5 градуса. Рассчитаем пороговые значения интегральной ошибки для двух видов ДНА: суммарной и разностной при различных амплитудных распределениях.

Рассмотрим в качестве примера косинусоидальный закон изменения амплитудного распределения [24]:

$$A(y) = \left[\cos\left(\pi \frac{y}{D}\right) \right]^k \cdot e^{i \cdot \phi(y)}, \quad (1.24)$$

где k - коэффициент, задающий форму амплитудного распределения.

Полученные пороговые значения интегральной ошибки суммарной и разностной ДН для различных амплитудных распределений, показаны в таблицах 1.6, 1.7.

Таблица 1.6 – Пороговые значения интегральной ошибки суммарной ДНА

k	Пороговое значение интегральной ошибки		
	Суммарной ΔF_{Σ}	В пределах главного лепестка $\Delta F_{2л}$	В пределах боковых лепестков $\Delta F_{бок}$
0	$9.524 \cdot 10^{-4}$	$2.662 \cdot 10^{-4}$	$6.861 \cdot 10^{-4}$
1	$3.801 \cdot 10^{-4}$	$9.582 \cdot 10^{-5}$	$2.843 \cdot 10^{-4}$
2	$1.093 \cdot 10^{-4}$	$2.36 \cdot 10^{-5}$	$8.574 \cdot 10^{-5}$
3	$3.056 \cdot 10^{-5}$	$6.969 \cdot 10^{-6}$	$2.359 \cdot 10^{-5}$

Таблица 1.7 – Пороговые значения интегральной ошибки разностной ДНА

k	Пороговое значение интегральной ошибки		
	Суммарной ΔF_{Σ}	В пределах главного лепестка $\Delta F_{2л}$	В пределах боковых лепестков $\Delta F_{бок}$
0	$2.902 \cdot 10^{-3}$	$1.557 \cdot 10^{-5}$	$2.88 \cdot 10^{-3}$
1	$2.468 \cdot 10^{-5}$	$3.845 \cdot 10^{-6}$	$2.083 \cdot 10^{-5}$
2	$4.134 \cdot 10^{-6}$	$1.453 \cdot 10^{-6}$	$2.68 \cdot 10^{-6}$
3	$1.321 \cdot 10^{-6}$	$7.396 \cdot 10^{-7}$	$5.815 \cdot 10^{-7}$

Таким образом, в подразделе записаны предельно допустимые значения ошибок. Они будут использованы при оценке качества фокусировки линзового коллиматора.

1.5 Цель и задачи исследования

В предыдущих подразделах показано, что использование для разработки радиолинз газонаполненных материалов с малым значением относительной диэлектрической проницаемости является перспективным. При этом резко возрастают допуски на точность изготовления линзы, снижаются потери на отражения и в теле линзы, такие материалы легко обрабатываются и широко доступны. Вместе с тем, использование таких материалов, очевидно, приводит к росту толщины линзы. Кроме того, в литературе указывается, что радиолинзы, выполненные из материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, очень чувствительны к расфокусировке [54,55]. Однако оценка искажений формы фазового фронта и диаграммы направленности исследуемого устройства, вызванные расфокусировкой радиолинзы не приводится. Указывается лишь максимальная величина фазовой ошибки в раскрыве радиолинзы.

С учетом всего вышеизложенного, можно утверждать, что проектирование для задач полунатурного моделирования радиолинз из материалов с низким значением эффективной диэлектрической проницаемости сопряжено с рядом не решенных задач.

Основная задача связана с расфокусировкой радиолинзы. Она возникает при выносе облучателя из точки фокуса, например, при моделировании угловых перемещений объекта. В первую очередь необходимо оценить диапазон допустимых перемещений, при которых искажения формы амплитудного и фазового фронтов в раскрыве радиолинзы, а также диаграммы направленности антенны исследуемого устройства, остаются в заданных пределах. Как ожидается, при использовании одноповерхностных радиолинз, изготовленных из материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, этот диапазон окажется узким.

Для расширения диапазона перемещения облучателя радиолинзы возможен переход к бифокальным линзовым коллиматорам – устройствам, имеющим две точки идеальной фокусировки, расположенные не на главной оптической оси. Однако, разработка таких радиолинз сопряжена с целым рядом трудностей. Существующие алгоритмы синтеза бифокальных радиолинз сложны в реализации, сопряжены с использованием приближенных графиков и номограмм и не всегда приводят к физически реализуемой поверхности. Кроме того, исследования качества фокусировки при нахождении облучателя вне точек фокуса для таких линз полностью отсутствуют в литературе.

Все это определяет **цель работы**: обосновать возможность использования коллиматорных радиолинз, изготовленных из материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, для задач полунатурного моделирования объектов, перемещающихся по угловым координатам.

Для достижения цели необходимо решить следующие основные задачи:

1. Оценить диапазоны перемещения облучателя одноповерхностной радиолинзы, выполненной из материала с низким значением относительной

диэлектрической проницаемости, в пределах которых искажения диаграммы направленности исследуемой антенны не превысят заданную величину.

2. Сформулировать необходимые условия, для синтеза физически реализуемой бифокальной радиолинзы, выполненной из материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости.

3. Разработать алгоритм для расчета профилей освещенной и теневой поверхностей бифокальной радиолинзы.

4. Развить теоретические результаты до уровня практического применения и провести их экспериментальную апробацию.

ВЫВОДЫ К РАЗДЕЛУ 1

По разделу можно сделать следующие выводы.

1. Проведен сравнительный анализ диэлектриков, используемых для построения радиолинз. Показано, что материалы с низким значением относительной диэлектрической проницаемости могут быть удобны для изготовления из них радиолинз. При их использовании повышается допуск на точность изготовления, упрощается обработка поверхности, снижаются потери на отражение и в теле линзы.

2. Сформулированы критерии качества фокусировки радиолинз: форма фазового и амплитудного распределений в раскрыве и искажения диаграммы направленности исследуемой антенны. Определены предельно допустимые значения ошибок, проявляющихся при расфокусировке радиолинзы.

3. Определено, что использование для построения линзового коллиматора материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, делает радиолинзу чувствительной к расфокусировке. Предложено для решения этой проблемы использовать бифокальные линзовые коллиматоры.

4. Конкретизированы цель и задачи исследования.

2 ОДНОПОВЕРХНОСТНЫЕ ЛИНЗОВЫЕ КОЛЛИМАТОРЫ

Для расчета геометрии линзовых коллиматоров могут быть использованы следующие методы: электродинамики, геометрической теории дифракции, волновой (физической) оптики, радиооптики, методы геометрической оптики [1,16,97,130–138].

Наиболее часто при расчете диэлектрических радиолинз используют методы геометрической оптики, которые являются приближенными [55]. При этом предполагается, что размеры раскрыва велики по сравнению с длиной волны. Согласно геометрической теории дифракции, этот подход справедлив для объектов, размеры которых превышают длину волны, во всех областях помимо краев исследуемого объекта [55].

Ширину краев, в пределах которых применение методов геометрической оптики будет не возможно, можно оценить по выражению [24,44,135]:

$$g = 2 \cdot \lambda \cdot \sqrt{c_1^2 + 2c_1 \frac{l_{ант}}{\lambda}}, \quad (2.1)$$

где c_1 - постоянная, ее значение выбирают в пределах 0.5 – 1; $l_{ант}$ - расстояние от раскрыва радиолинзы до раскрыва исследуемой антенны.

Как правило, $0.03 м < l_{ант} < 0.05 м$ [27,54,55,139,140]. Задавшись средней величиной из этого диапазона и трехсантиметровым диапазоном длин волн, получаем $g = 0.075$ м, то есть ширина краев, в пределах которых применение методов геометрической оптики будет невозможно, составит порядка 7.5 см.

То есть, например, при исследовании антенны с продольным размером 1 м, необходимо изготовить коллиматор диаметром 1.15 м.

Геометрия одноповерхностной радиолинзы изображена на рисунке 1.3. Форма одноповерхностного линзового коллиматора в декартовой системе координат, начало которой совмещено с точкой фокуса, определяется выражением (1.9).

Таким образом, геометрия линзового коллиматора и фазовое распределение в его раскрыве могут быть определены с использованием

методов геометрической оптики [141–143]. При расположении облучателя в точке фокуса, в раскрыве радиолинзы, поверхность которой рассчитана по (1.9), образуется плоский фазовый фронт [54,55]. При смещении облучателя из точки фокуса, происходит деформация фазового и амплитудного распределений в раскрыве радиолинзы. Это приводит к искажению диаграммы направленности исследуемой антенны.

Возможны следующие варианты выноса облучателя из положения фокуса (рис. 2.1):

1. вдоль главной оптической оси;
2. поперек главной оптической оси.

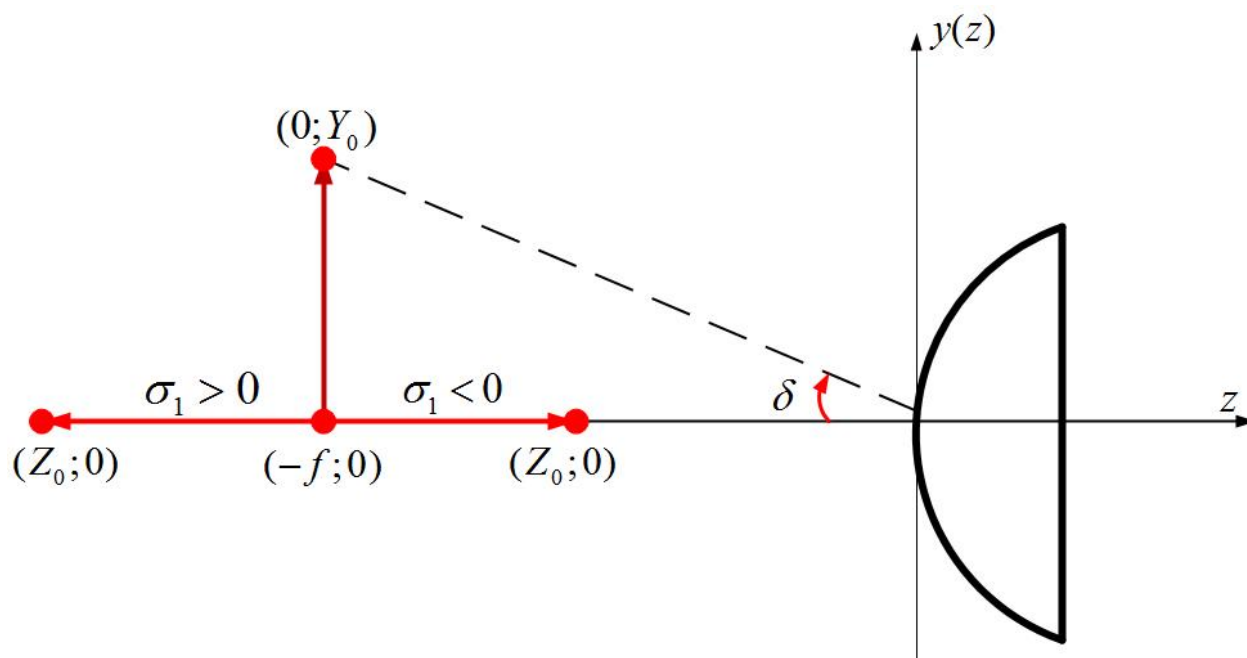


Рисунок 2.1 – Иллюстрация выноса облучателя из точки фокуса радиолинзы

При выносе облучателя из положения фокуса вдоль главной оптической оси, обозначим величину выноса как $\sigma = |Z_0|/f$ (Рис. 2.1), где Z_0 - координата облучателя по оси z . При приближении облучателя к линзе $0 < \sigma < 1$, при отдалении – $\sigma > 1$.

При выносе облучателя в направлении поперечном главной оптической оси (Рис. 2.1), величину отклонения обозначим как угол между направлением визирования облучателя и главной оптической осью δ . Из-за симметрии

радиолинзы вынос облучателя достаточно рассмотреть только в одном направлении относительно главной оптической оси. При выносе облучателя в противоположном направлении, полученный результат можно зеркально отразить.

Цель настоящего раздела: оценить допустимые диапазоны перемещения облучателя одноповерхностной радиолинзы.

Для достижения указанной цели решены следующие **задачи**:

1. Оценены искажения фазового и амплитудного распределений в раскрыве одноповерхностного линзового коллиматора при выносе облучателя из положения фокуса.

2. Оценены искажения диаграммы направленности исследуемой антенны при выносе облучателя из точки фокуса.

3. Определена максимально допустимая величина выноса облучателя из точки фокуса.

4. Предложен алгоритм расчета фазового распределения в раскрыве одноповерхностной радиолинзы, основанный на определении электрической длины лучей электромагнитной волны от точки расположения облучателя, до точек, расположенных на раскрыве.

2.1 Фазовое распределение в раскрыве одноповерхностной радиолинзы

2.1.1 Алгоритм расчета фазового распределения

Форма фазового распределения в раскрыве радиолинзы определяется электрическими длинами лучей, от точки расположения облучателя до каждой из точек раскрыва:

$$\phi(x) = \beta_1 \cdot l_1(x) + \beta_2 \cdot l_2(x) + \beta_3 \cdot l_3(x), \quad (2.2)$$

где $\beta_1 = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_0}$ - коэффициент фазы для воздуха; $\beta_2 = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$ - коэффициент фазы

для материала линзы; $l_1(x)$ - путь, проходимый волной от облучателя до освещенной поверхности радиолинзы; $l_2(x)$ - путь, проходимый волной в теле

линзы; $l_3(x)$ - путь, проходимый волной от теневой поверхности линзы до раскрыва исследуемой антенны.

Согласно законам геометрической оптики, представим облучатель в виде точки (точечным), а сферическую волну множеством расходящихся из этой точки лучей, падающих на освещенную поверхность коллиматора.

Разобьем толщину радиолинзы на M одинаковых интервалов шириной h (рис. 2.2). Это позволит представить освещенную поверхность набором M точек с координатами (z_j, y_j) , где j - порядковый номер точки. Координата y точек освещенной поверхности получаются при расчете по (2.3). Тогда координаты точек освещенной поверхности определяются выражением:

$$(z_j, y_j) = \left(j \cdot h; \sqrt{(n^2 - 1) \cdot (j \cdot h)^2 + 2 \cdot (n - 1) \cdot f} \right). \quad (2.3)$$

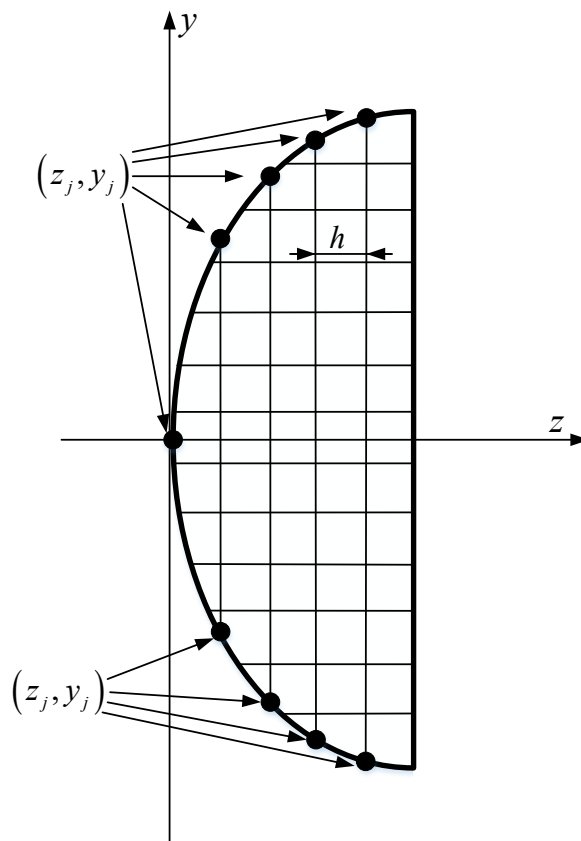


Рисунок 2.2 – Разбиение профиля радиолинзы

Так как профиль освещенной поверхности линзы и ее толщина известны, для j -точки раскрыва исследуемой антенны фаза будет определяться по соотношению:

$$\varphi(j) = \beta_1 l_1(j) + \beta_2 l_2(j) + \beta_3 l_3(j). \quad (2.4)$$

Длина отрезка $l_1(j)$, проходящего из облучателя с координатами $(Z_o; Y_o)$ до j -той точки освещенной поверхности определяется соотношением:

$$l_1(j) = \sqrt{(-Z_o - z_j)^2 + (Y_o - y_j)^2} \quad (2.5)$$

Длины отрезков $l_2(j)$, $l_3(j)$ можно найти, зная углы, под которыми преломляются лучи. Углы могут быть найдены при помощи закона Снеллиуса:

$$n_0 \cdot \sin(\alpha_j) = n \cdot \sin(\gamma_j), \quad (2.6)$$

где α_j — угол падения электромагнитной волны на j -тую точку освещенной поверхности линзы (угол между падающим на поверхность лучом и нормалью к поверхности, см. Рис. 1.3.); γ_j — угол, под которым происходит преломление электромагнитной волны в j -той точке освещенной поверхности линзы (угол между прошедшим через поверхность лучом и нормалью к поверхности).

Угол α_{1j} между нормалью и лучом $l_1(j)$ (рис. 1.3) определим при помощи угловых коэффициентов для двух прямых [144]:

$$\alpha_{1j} = \arctg \left(\frac{k_{2j} - k_{1j}}{1 + k_{1j} \cdot k_{2j}} \right), \quad (2.7)$$

где $k_{1j} = -\frac{1}{y'(z_j)}$, $k_{2j} = \frac{y_j - Y_o}{z_j - Z_o}$ - угловые коэффициенты для нормали ГН в

точке пересечения луча $l_1(j)$ с освещенной поверхностью линзы.

Углы γ_{1j} определяем согласно выражению (2.6).

Аналогично рассматриваем преломление лучей $l_2(j)$. Для этого задаем их в виде уравнения прямой как функцию координаты Z :

$$l_2(j, z) = \operatorname{tg}(\chi_1) \cdot (z - z_j) + y_j, \quad (2.8)$$

где $\chi_1 = \psi(j) + (\alpha(j) + \gamma(j))$ - угол между рассматриваемым лучом и осью z ,
 $\psi(j)$ - угол между лучом $l_1(j)$ и осью z .

Затем находим точку пересечения прямой $l_2(j, z)$ и теневой поверхности. Так как теньевая поверхность плоская и задана в виде $z = d$, то преобразуем (2.8) к виду:

$$z = \frac{l_2(j, z) - y_j}{\operatorname{tg}(\chi_1)} + z_j.$$

Для определения координат пересечения луча $l_2(j)$ и теневой поверхности составим уравнение:

$$d - \left[\frac{y_{2j} - y_j}{\operatorname{tg}(\chi_1)} + z_j \right] = 0, \quad (2.9)$$

где y_{2j} - искомая координата точки пересечения по оси y .

Таким образом, определены координаты точки пересечения луча $l_2(j)$ и теневой поверхности: $(d; y_{2j})$. Длина луча $l_2(j)$ равна:

$$l_2(j) = \sqrt{(z_j - d)^2 + (y_j - y_{2j})^2} \quad (2.10)$$

Зная точку пересечения лучом $l_2(j)$ теневой поверхности и точку, в которой преломился луч $l_1(j)$, можно найти угловой коэффициент. Так как для нормали к прямой $z = d$ угловой коэффициент равен 0, то угол γ_{2j} определяется только одним угловым коэффициентом:

$$\gamma_{2j} = \operatorname{arctg}(k_{2j}) = \operatorname{arctg}\left(\frac{-y_{2j} - y_j}{-z_{2j} - z_j}\right). \quad (2.11)$$

Угол после преломления, на выходе из линзы, $\alpha_2(j)$ находим из закона Снеллиуса (2.6).

Найдем точку, которой достигнет луч электромагнитной волны, пройдя путь от теневой поверхности коллиматора до исследуемой антенны, установленной на расстоянии $l_{ант}$:

$$y_{3j} = tg(\chi_{2j}) \cdot (z_3 - z_{2j}) + y_2, \quad (2.12)$$

где $z_3 = d + l_{ант}$ - координата положения исследуемой антенны вдоль оси z , $\chi_{2j} = \psi_j + (\alpha_{1j} + \gamma_{1j}) + (\gamma_{2j} + \alpha_{2j})$ - угол, под которым луч выходит из линзы, относительно оси абсцисс.

Длина луча $l_3(j)$ равна:

$$l_3(j) = \sqrt{(l_{ант})^2 + (y_{2j} - y_{3j})^2} \quad (2.13)$$

Таким образом, в результате расчетов для каждого из M лучей, берущих начало в точке расположения облучателя и заканчивающихся на поверхности раскрыва антенны исследуемого устройства, получаем длины лучей $l_1(j)$ (выражение (2.5)), $l_2(j)$ (выражение (2.10)), $l_3(j)$ (выражение (2.13)).

После подстановки в выражение (2.4) найденных длин всех трех отрезков пути, который проходит каждый из лучей электромагнитной волны, можно рассчитать фазовое распределение в раскрыве линзы [95,142,143,145].

2.1.2 Расчет фазового распределения

Установим взаимосвязь предельно допустимой величины отклонения облучателя линзового коллиматора от положения фокуса и величины корректируемой линзой фазовой ошибки [146].

Получим соотношение, связывающее величину фазовой ошибки, фокусное расстояние и диаметр линзы:

$$\Delta l \cdot \sqrt{1 + \frac{2 \cdot f}{\Delta l}} = \frac{D}{2}, \quad (2.14)$$

где $\Delta l = \frac{\Delta \phi}{\beta}$ - максимальная разность хода лучей от облучателя до поверхности

антенны ($\Delta \phi$ - фазовая ошибка, $\beta = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$ - волновое число).

Отсюда параметр, связывающий геометрические размеры радиолинзы, величину фокусного расстояния и максимальную корректируемую линзой разность хода лучей до апертуры исследуемой антенны:

$$\Delta l = \frac{D^2}{8 \cdot f}. \quad (2.15)$$

Известно, что отклонение облучателя приводит к возрастанию величины фазовых ошибок.

Определим диапазон изменения величины корректируемой линзой разности хода лучей. Диапазон изменения фокусных расстояний определяется геометрическими размерами безэховой камеры, в которой устанавливается исследуемая антенна, а также толщиной линзы. Как уже говорилось, размер безэховой камеры редко превышает 30 метров. Это определяет максимальную величину фокусного расстояния. Минимальная величина фокусного расстояния, очевидно, не может быть меньше толщины линзы.

Диаметр линзы определяется размером исследуемой антенны. Для трехсантиметрового диапазона длин волн этот размер может меняться практически от нуля для ненаправленных антенн до единиц метров для случая остронаправленных антенн [26,38,40,49,137,147]. Таким образом, величина корректируемой линзой разности хода лучей лежит в пределах $0 < \Delta l < 0.05$.

Расчет допустимой величины выноса облучателя из положения фокуса произведем для трехсантиметрового диапазона длин волн. Для оценки влияния диэлектрика на величину допустимых отклонений облучателя от положения фокуса рассмотрим линзы, изготовленные из материалов: экструдированный пенополистирол $\varepsilon_r = 1.047$; фторопласт $\varepsilon_r = 2.08$; стекло $\varepsilon_r = 4.2$.

Общие результаты расчета в виде предельного значения допустимой величины отклонения облучателя от точки фокуса в зависимости для разных величин корректируемой разности хода лучей (Δl) приведены в таблицах 2.1 – 2.3.

Подробно рассмотрим и проанализируем искажения фазового распределения в раскрыве радиолинзы, изготовленной из газонаполненного

материала (экструдированный пенополистирол, $\varepsilon_r = 1.047$), диаметром 1 м, рассчитанной на фокусное расстояние 6 м. Расчет ФР проведем для двух случаев: при наличии линзового коллиматора и без него.

Рассмотрим вынос облучателя вдоль главной оптической оси. Результаты расчета фазовых фронтов для $0.5 \leq \sigma \leq 2$ представлены на Рис. 2.3.

Для улучшения восприятия результатов линейный фазовый набег, вызванный изменением угловой координаты облучателя, устранен с использованием соотношения:

$$\phi_j = \phi_j - \frac{\phi_M - \phi_1}{D} \cdot j. \quad (2.16)$$

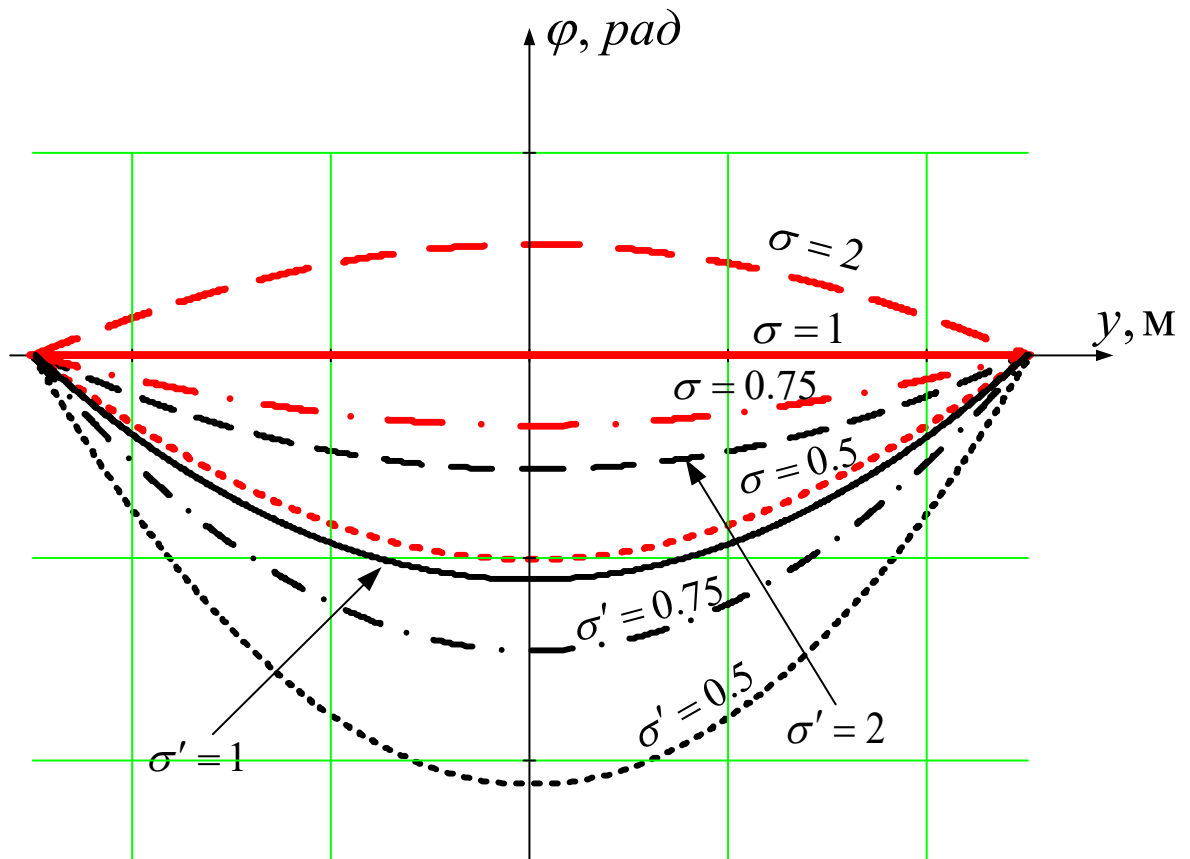


Рисунок 2.3 – Формы фазового фронта при выносе облучателя вдоль главной оптической оси: σ' - фазовый фронт без линзового коллиматора, σ - коллиматором

При $\sigma = 1$, т.е. при нахождении облучателя в фокусе, фазовый фронт в раскрыве линзы плоский. При выносе облучателя из фокуса вдоль главной

оптической оси форма фазового фронта искажается, возникают квадратичные фазовые ошибки. Из Рис. 2.3 видно, что при равной абсолютной величине смещения облучателя от положения фокуса в случае $\sigma < 1$ фазовая ошибка возрастает быстрее.

Аналогично предыдущему случаю, представлены семейства фазовых распределений в раскрыве антенны исследуемого устройства, соответствующие выносу облучателя в направлении поперечном главной оптической оси (Рис. 2.4).

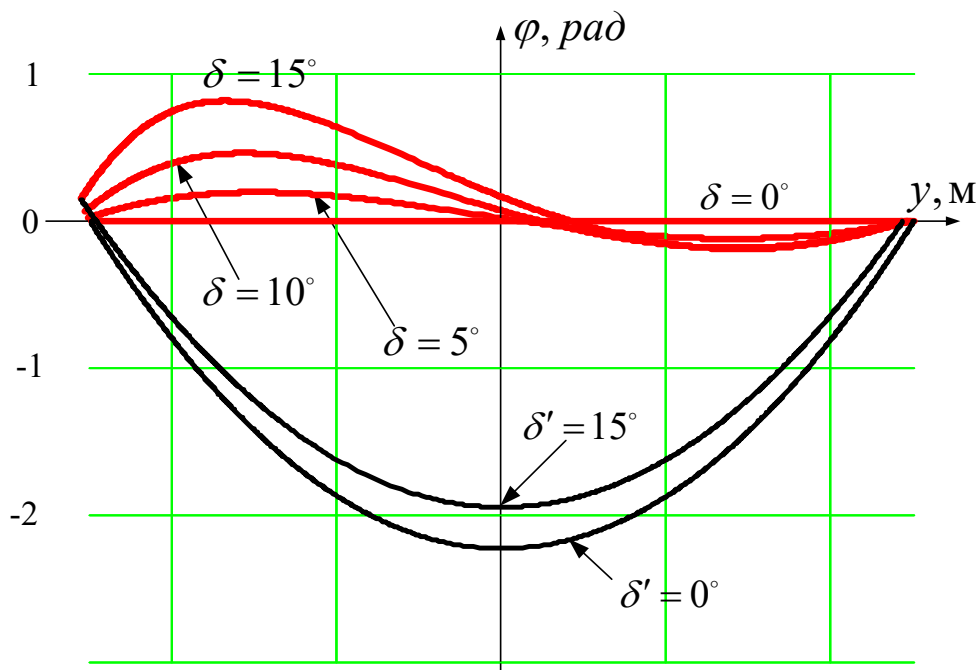


Рисунок 2.4 – Формы фазового фронта при отклонении облучателя в направлении поперечном главной оптической оси: δ' - фазовый фронт без линзового коллиматора, δ - с коллиматором

Из рис. 2.4 видно, что при отклонении облучателя от точки фокуса в направлении поперечном главной оптической оси возникают несимметричные искажения фазового фронта. Искажения наиболее сильны в области линзы, противоположной направлению выноса облучателя. Фазовый фронт в пределах апертуры линзы представляет собой сложную фигуру далекую как от

сферы, так и от плоскости. Наблюдается рост как квадратичных, так и кубических фазовых ошибок.

Очевидно, что подобные искажения формы фазового фронта приведут к существенным искажениям ДН исследуемой антенны при равномерном распределении поля по ее апертуре. Однако, из рис. 2.4 видно, что искажения сильны на краях раскрыва. В центре наблюдается практически линейное изменение фазы. Это позволяет надеяться, что при спадающем к краям распределении амплитуды поля по апертуре исследуемой антенны, искажения диаграммы направленности будут не значительны.

Важно отметить, что при отсутствии коллимирующей линзы квадратичная фазовая ошибка велика при любом положении облучателя и составляет порядка 197 градусов.

Таблица 2.1 – Допустимая величина отклонения облучателя от фокуса линзы из экструдированного пенополистирола

Δl	f=5 м			f=10 м			f=15 м			f=20 м		
	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$
0.00025	0.12	-	43.4	0.11	-	47.0	0.11	-	49.1	0.11	-	50.6
0.0005	0.18	-	38.8	0.20	-	42.8	0.20	-	45.0	0.20	-	46.7
0.001	0.31	-	33.2	0.33	-	37.2	0.33	-	39.1	0.33	-	40.5
0.0015	0.41	-	29.1	0.42	-	33.3	0.42	-	35.2	0.42	-	36.3
0.002	0.47	-	26.5	0.49	-	29.7	0.49	-	31.6	0.49	-	33.0
0.0025	0.54	7.20	24.1	0.54	6.56	27.3	0.55	6.21	29.2	0.55	6.4	30.3
0.005	0.69	1.80	14.9	0.70	1.76	18.3	0.70	1.74	20.6	0.70	1.74	21.0
0.0075	0.75	1.44	9.5	0.77	1.41	12.2	0.78	1.40	13.8	0.78	1.40	15.4
0.01	0.81	1.31	6.7	0.82	1.28	8.5	0.82	1.28	9.77	0.83	1.27	10.7
0.0125	0.83	1.24	5.0	0.85	1.22	6.3	0.85	1.21	7.2	0.85	1.21	8.1
0.015	0.85	1.20	4.0	0.87	1.18	4.9	0.87	1.17	5.7	0.88	1.17	6.2
0.0175	0.87	1.17	3.3	0.88	1.15	4.0	0.89	1.14	4.6	0.89	1.14	5.1
0.02	0.88	1.15	2.8	0.90	1.13	3.3	0.9	1.13	3.8	0.90	1.12	4.3
0.0225	0.89	1.14	2.4	0.90	1.12	2.9	0.91	1.11	3.3	0.91	1.11	3.6

Таблица 2.2 – Допустимая величина отклонения облучателя от фокуса линзы из фторопласта

Δl	f=5 м			f=10 м			f=15 м			f=20 м		
	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$
0.00025	0.12	-	46.7	0.12	-	49.6	0.11	-	51.4	0.11	-	50.4
0.0005	0.20	-	43.1	0.20	-	46.2	0.20	-	48.0	0.20	-	49.2
0.001	0.33	-	39.5	0.33	-	42.2	0.33	-	43.7	0.33	-	44.8
0.0015	0.43	-	36.6	0.42	-	38.8	0.42	-	40.0	0.42	-	40.8
0.002	0.50	-	33.9	0.50	-	36.0	0.50	-	37.0	0.49	-	37.6
0.0025	0.55	6.34	31.8	0.55	6.17	33.2	0.55	6.12	34.2	0.55	6.05	34.9
0.005	0.71	1.72	24.8	0.71	1.72	25.4	0.71	1.72	25.4	0.71	1.71	26.1
0.0075	0.79	1.39	20.7	0.79	1.38	21.0	0.79	1.38	21.2	0.79	1.38	21.1
0.01	0.83	1.26	18.0	0.83	1.26	18.3	0.83	1.27	18.3	0.83	1.26	18.6
0.0125	0.86	1.20	16.2	0.86	1.20	16.5	0.86	1.20	16.5	0.85	1.20	16.6
0.015	0.88	1.16	14.8	0.88	1.16	15.0	0.88	1.16	15.2	0.88	1.16	15.0
0.0175	0.90	1.13	13.7	0.90	1.13	13.9	0.90	1.13	13.9	0.89	1.14	13.8
0.02	0.91	1.11	12.7	0.91	1.11	12.8	0.91	1.11	13.1	0.90	1.11	12.9
0.0225	0.92	1.10	11.8	0.92	1.10	12.0	0.92	1.10	12.3	0.92	1.10	12.4

Таблица 2.3 – Допустимая величина отклонения облучателя от фокуса линзы из стекла

Δl	f=5 м			f=10 м			f=15 м			f=20 м		
	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$	$\sigma < 1$	$\sigma > 1$	$\delta, ^\circ$
0.00025	0.12	-	47.6	0.12	-	50.7	0.11	-	52.5	0.11	-	53.7
0.0005	0.18	-	44.0	0.20	-	47.2	0.20	-	49.0	0.20	-	50.3
0.001	0.33	-	40.4	0.33	-	43.2	0.33	-	44.8	0.33	-	46.0
0.0015	0.43	-	37.4	0.42	-	39.8	0.42	-	41.1	0.42	-	42.0
0.002	0.50	-	35.1	0.50	-	37.0	0.49	-	38.1	0.49	-	38.8
0.0025	0.54	6.29	33.0	0.54	6.16	34.6	0.55	6.11	35.4	0.55	6.09	35.9
0.005	0.69	1.80	25.7	0.70	1.76	26.1	0.70	1.74	26.9	0.71	1.71	27.0
0.0075	0.79	1.38	21.5	0.79	1.38	21.7	0.79	1.38	22.1	0.79	1.38	22.0
0.01	0.83	1.26	18.8	0.83	1.26	19.2	0.83	1.26	19.1	0.83	1.26	19.0
0.0125	0.86	1.20	16.8	0.86	1.20	17.0	0.86	1.20	17.1	0.86	1.20	17.1
0.015	0.88	1.16	15.4	0.88	1.16	15.7	0.88	1.16	15.7	0.88	1.16	15.6
0.0175	0.90	1.13	14.4	0.90	1.13	14.4	0.90	1.13	14.5	0.90	1.13	14.3
0.02	0.91	1.11	13.3	0.91	1.11	13.4	0.91	1.11	13.4	0.91	1.11	13.6
0.0225	0.92	1.10	12.6	0.92	1.10	12.7	0.92	1.10	12.7	0.92	1.10	12.8

Таблицы 2.1–2.3 носят справочный характер, позволяя получить сведения о максимально возможной величине выноса облучателя из положения фокуса для различных соотношений геометрических размеров коллиматора к фокусному расстоянию, при которой фазовая ошибка в раскрытии радиолинзы не превысит 22.5 градуса [148,149].

По полученным таблицам можно сделать следующие выводы.

При увеличении величины компенсируемой линзой разности хода лучей Δl наблюдается уменьшение допустимой величины выноса облучателя. Это дает основание полагать, что при больших Δl (больших геометрических размерах коллиматора и малых фокусных расстояниях) необходима точная установка облучателя. Напротив, если Δl мало (малый размер коллиматора и большое фокусное расстояние), требования к точности установки облучателя снижаются.

Радиолинзам, выполненным из материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, присуща меньшая область допустимых положений облучателя. Объясняется это существенно большей толщиной линзы и, как следствие, большим диапазоном изменением углов падения лучей на линзу.

Величина допустимых отклонений облучателя вдоль главной оптической оси от положения фокуса слабо зависит от относительной диэлектрической проницаемости материала и составляет примерно $\pm(0.1 \div 0.2) \cdot f$.

2.2 Амплитудное распределение в раскрытии одноповерхностной радиолинзы

Еще одной характеристикой, необходимой для построения ДН является амплитудное распределение в раскрытии коллиматора. Как отмечалось ранее, амплитудные искажения в радиолинзе определяются двумя факторами: затухание в теле линзы и потери на отражение. Рассмотрим их [150].

Потери на отражение.

Определяются частичным отражением электромагнитной волны, падающей на освещенную поверхность радиолинзы.

При наклонном падении электромагнитной волны рассматривают 2 вида поляризации (Рис.2.5): параллельная и перпендикулярная.

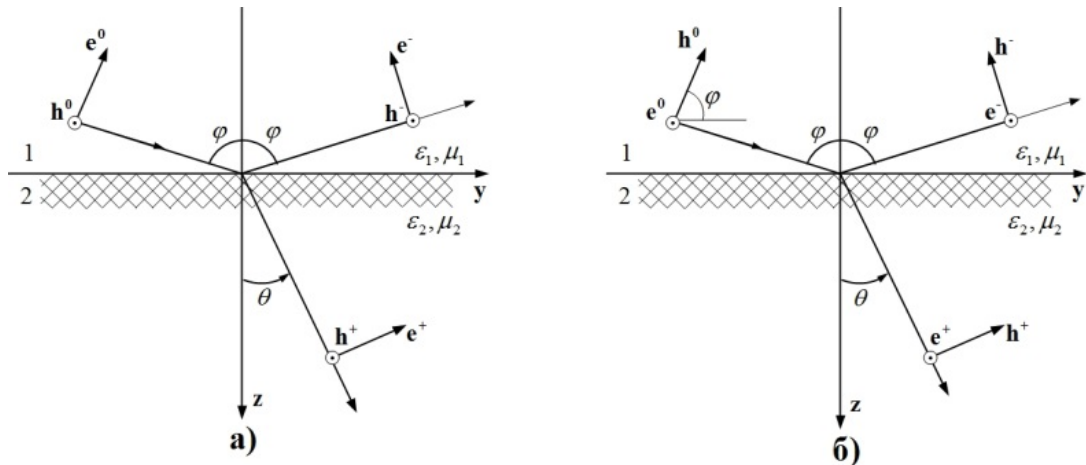


Рисунок 2.5 – Падение поляризованной волны на границу раздела сред.

Поляризация: а – параллельная; б – перпендикулярная.

Остальные виды поляризации можно получить путем наложения решений, полученных для указанных выше двух вариантов. При параллельной поляризации вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} параллелен плоскости падения. При перпендикулярной – вектор \mathbf{E} падающей волны параллелен границе раздела сред и перпендикулярен плоскости падения. При расчете амплитудно-фазового распределения в раскрыве коллиматора линзу можно рассечь двумя плоскостями: плоскостью, образованной вектором \mathbf{E} и вектором Пойнтинга; плоскостью, образованную вектором \mathbf{H} и вектором Пойнтинга. На фазовое распределение в раскрыве выбор секущей плоскости не окажет никакого влияния, т.к. электрические пути электромагнитной волны не изменятся. В случае с амплитудным распределением, первый вариант приведет к параллельной поляризации электромагнитной волны. Второй – к перпендикулярной. Так как коэффициенты прохождения для каждой из поляризаций различны, различны будут и амплитудные распределения в плоскостях векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} .

Предположим, что облучатель радиолинзы является изотропным, тогда можно считать, что амплитуда падающей волны во всех точках освещенной поверхности линзы постоянна и равна единице ($A_1 = 1$). Рассмотрим два

преломления электромагнитных волн: на освещенной поверхности линзы (преломление на границе воздух-диэлектрик) и на теневой (преломление на границе диэлектрик-воздух). В первом случае амплитуда преломленной электромагнитной волны определяется:

$$A_2 = A_1 \tau_1, \quad (2.17)$$

где τ_1 – коэффициент прохождения после преломления на границе воздух-диэлектрик.

После преломления на границе диэлектрик-воздух амплитуда (при отсутствии потерь в материале линзы):

$$A_3 = A_2 \tau_2, \quad (2.18)$$

где τ_2 – коэффициент прохождения после преломления на границе диэлектрик-воздух.

Тогда, после двойного преломления лучей на поверхностях коллиматора, амплитудное распределение в раскрыве линзы, нормированное к амплитуде падающей волны, определяется выражением:

$$A_{Omp} = \tau_1 \tau_2. \quad (2.19)$$

При помощи формул Френеля можно найти коэффициенты прохождения для рассмотренных выше видов поляризаций и рассчитать амплитудное распределение в раскрыве коллиматора [133,134]:

$$\tau_{\perp} = \frac{2Z_2 \cos \varphi}{Z_2 \cos \varphi + Z_1 \cos \theta}, \quad \tau_{\parallel} = \frac{2Z_2 \cos \varphi}{Z_2 \cos \theta + Z_1 \cos \varphi}; \quad (2.20)$$

где τ_{\perp} и τ_{\parallel} – коэффициенты прохождения при перпендикулярной и параллельной поляризации, $Z_1 = Z_0 \sqrt{\mu_1 / \varepsilon_1}$, $Z_2 = Z_0 \sqrt{\mu_2 / \varepsilon_2}$ – волновые сопротивления сред ($Z_0 = 120 \cdot \pi$ Ом - волновое сопротивление вакуума, ε_1 , ε_2 – относительные диэлектрические проницаемости сред, μ_1 , μ_2 – магнитные проницаемости сред), φ – угол падения, θ – угол преломления (Рис. 2.5).

Запишем выражения (2.20), исключив из них угол преломления. Для этого воспользуемся законом Снеллиуса (2.6):

$$\tau_{\perp} = \frac{2Z_2 \cos \varphi}{Z_2 \cos \varphi + Z_1 \cos \left(\arcsin \left(\frac{n_0 \sin \varphi}{n} \right) \right)}; \quad (2.21)$$

$$\tau_{\parallel} = \frac{2Z_2 \cos \varphi}{Z_2 \cos \left(\arcsin \left(\frac{n_0 \sin \varphi}{n} \right) \right) + Z_1 \cos \varphi}. \quad (2.22)$$

Сравним амплитудное распределение для материала с низкой относительной диэлектрической проницаемостью – экструдированного пенополистирола ($\varepsilon_r = 1.047$), фторопласта ($\varepsilon_r = 2.08$) и стекла ($\varepsilon_r = 4.2$) – материалов с высокой относительной проницаемостью, традиционно используемых для изготовления коллиматоров.

Проведем расчет коэффициентов прохождения τ_{\perp} и τ_{\parallel} в зависимости от угла падения φ (от 0 до 90 градусов) – Рис. 2.6, 2.7 [151]. Сплошной линией показан коэффициент прохождения при параллельной поляризации τ_{\parallel} , пунктирной – коэффициент прохождения при перпендикулярной поляризации τ_{\perp} .

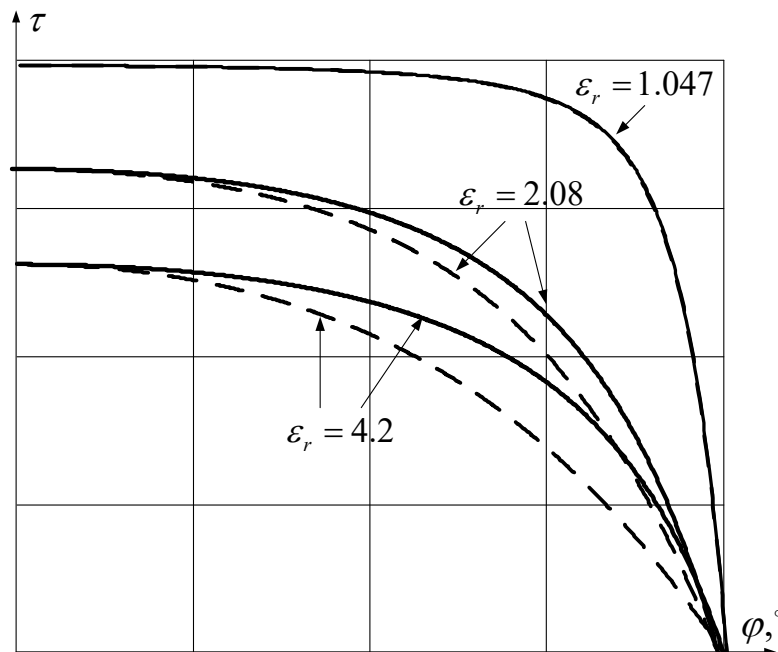


Рисунок 2.6 – Зависимость коэффициентов прохождения τ_{\perp} и τ_{\parallel} от угла падения φ . Преломление на границе воздух-диэлектрик

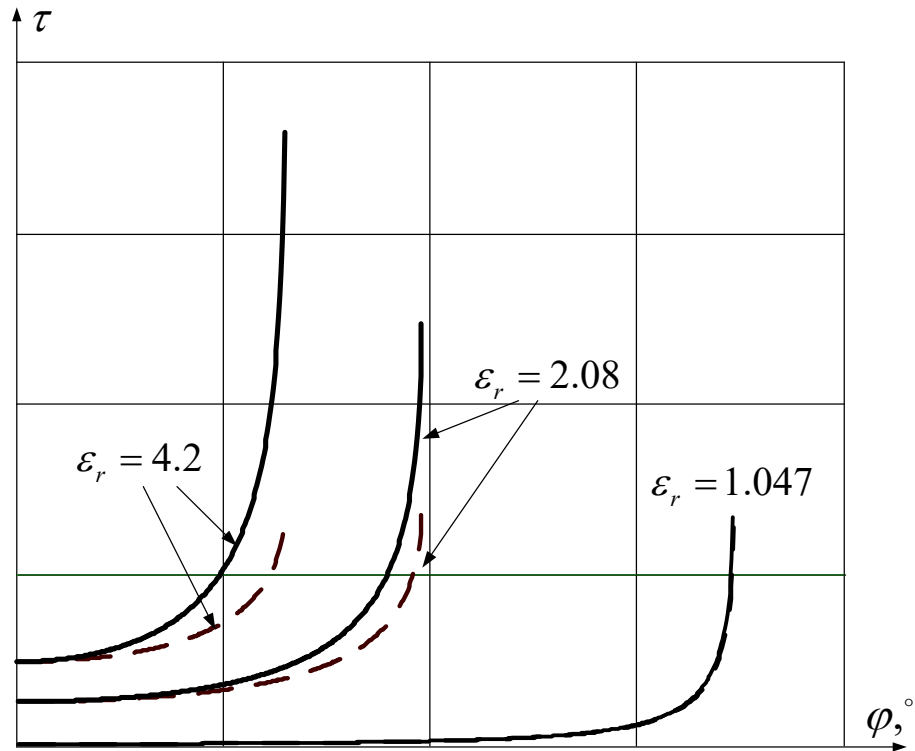


Рисунок 2.7 – Зависимость коэффициентов τ_{\perp} и τ_{\parallel} от угла падения φ .

Преломление на границе диэлектрик-воздух

Видно, что с уменьшением относительной диэлектрической проницаемости материала уменьшается разница между рассчитанными коэффициентами прохождения для разных поляризаций и увеличивается диапазон углов падения, на котором коэффициенты прохождения слабо зависят от угла падения. Для всех рассмотренных материалов коэффициент прохождения при перпендикулярной поляризации меньше, чем при параллельной.

При преломлении на границе воздух-диэлектрик наблюдается следующее. С увеличением угла падения происходит уменьшение коэффициентов прохождения (при угле падения 90° коэффициенты прохождения становятся равными нулю). Коэффициенты прохождения не превышают единицы $\tau_{\perp} < 1$, $\tau_{\parallel} < 1$.

Для случая преломления луча на границе диэлектрик-воздух коэффициенты прохождения больше 1. Интересным является наличие явления

полного внутреннего отражения (преломленный луч отсутствует, падающий луч полностью отражается от границы раздела сред), происходящее на границе диэлектрик-воздух: для экструдированного пенополистирола при углах падения, начинающихся с 77.8 градусов, для фторопласта – с 43.9, для стекла – 29.2. Это углы Брюстера.

Углы полного отражения могут быть рассчитаны по выражению:

$$\alpha > \arcsin \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r}}. \quad (2.23)$$

Полученные графики (Рис. 2.6 – 2.7) позволяют сделать следующие выводы. Для материалов с малым значением относительной диэлектрической проницаемости разница в амплитудных распределениях для параллельной и перпендикулярной поляризаций будет практически отсутствовать в диапазоне углов падения от нуля до угла полного отражения (2.23). Для материалов с высоким значением относительной диэлектрической проницаемости подобный эффект будет наблюдаться лишь в относительно небольшом диапазоне углов падения. По мере роста относительной диэлектрической проницаемости диапазон углов падения, в пределах которых различия поляризаций не будет сказываться, будет уменьшаться.

Зная максимальный угол падения луча электромагнитной волны на освещенную поверхность коллиматора на границе раздела сред воздух-диэлектрик, можно спрогнозировать по рассчитанным выше зависимостям коэффициентов прохождения от угла падения амплитудное распределение в раскрыве. Максимальный угол падения – это угол, который образуют пересекающиеся в крайней точке освещенной поверхности, нормаль к освещенной поверхности радиолинзы и луч электромагнитной волны, исходящий из точки, в которую помещен облучатель $(-f; 0)$. Именно максимальный угол падения на границе раздела сред воздух-диэлектрик несет полезную информацию, так как в результате преломления на границе диэлектрик-воздух углы очень малы, что соответствует диапазону углов

падения, на которых коэффициенты прохождения слабо зависят от угла падения.

При известных геометрических размерах линзового коллиматора, можно рассчитать максимальный угол падения, используя угловые коэффициенты для нормали и луча:

$$\alpha_{\max} = \arctg \left(\frac{\frac{\sqrt{(n^2 - 1)d^2 + 2fd(n - 1)}}{d(n^2 - 1) + f(n - 1)} + \frac{D/2}{d + f}}{\frac{\sqrt{(n^2 - 1)d^2 + 2fd(n - 1)}}{d(n^2 - 1) + f(n - 1)} \cdot \frac{D/2}{d + f} - 1} \right), \quad (2.24)$$

здесь $(d; D/2)$ или $(d; -D/2)$ – координаты крайней точки освещенной поверхности, облучатель расположен в фокусе $(-f; 0)$.

Для примера на основе полученных зависимостей произведем расчет амплитудного распределения в раскрыве гипотетических линзовых коллиматоров, на фокусное расстояние $f = 6$ м, диаметром $D = 1$ м и изготовленных из экструдированного пенополистирола ($\alpha_{\max} = 74.8^\circ$), фторопласта ($\alpha_{\max} = 15.2^\circ$), стекла ($\alpha_{\max} = 9.24^\circ$) [152]. Углы падения и преломления рассчитываются по алгоритму, приведенному в п. 2.1.1.

Для всех коллиматоров амплитудное распределение имеет максимум на оси симметрии и является спадающим к краям (Рис. 2.8).

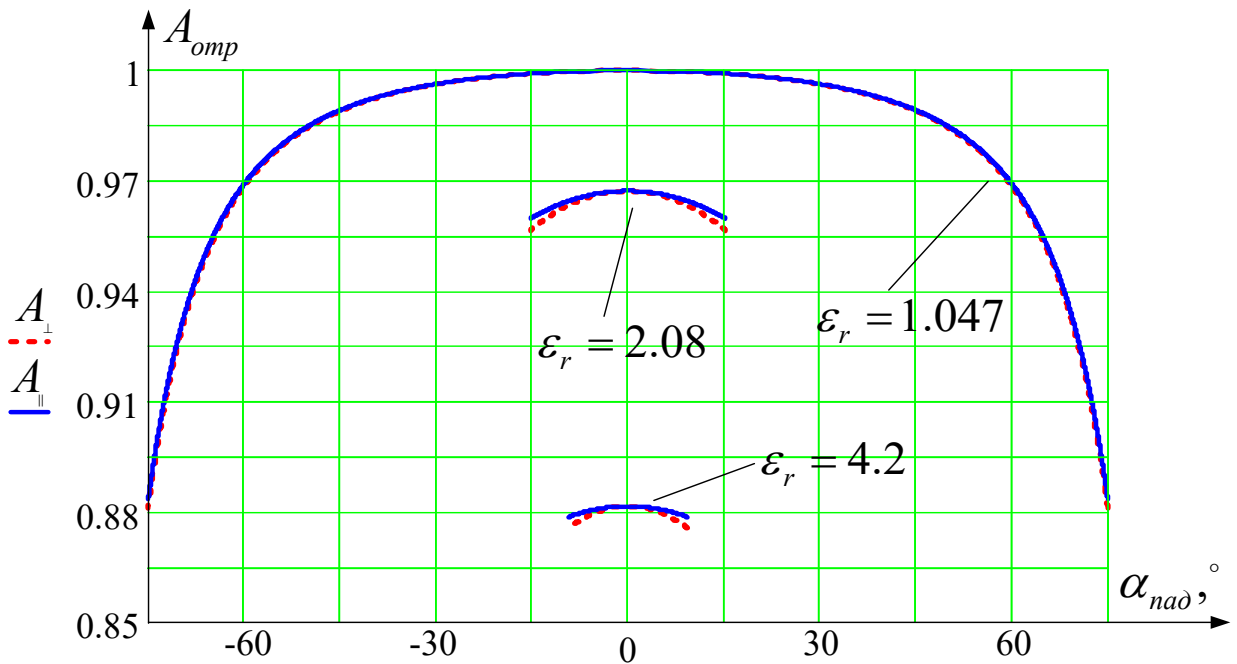


Рисунок 2.8 – Амплитудное распределение в раскрыве гипотетического линзового коллиматора, изготовленного из рассматриваемых материалов

Полученные амплитудные распределения для параллельной и перпендикулярной поляризаций для радиолинзы из экструдированного пенополистирола различаются не более чем на 0.3 %. То есть при облучателе в фокусе, вид поляризации электромагнитных волн слабо влияет на амплитудное распределение в раскрыве линзы. По мере роста диэлектрической проницаемости материала, из которого изготовлена радиолинза, различия в амплитудных распределениях для двух видов поляризации возрастают.

Максимум амплитуды больше для материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости. Это объясняется тем, что отражения на границе с такими материалами меньше.

С увеличением фокусного расстояния и уменьшением диаметра коллиматора форма амплитудного распределения уплощается, становится более равномерной. Это объясняется уменьшением диапазона изменения углов падения при преломлении на границе воздух-диэлектрик.

Наиболее равномерным является амплитудное распределение в раскрыве коллиматоров, изготавливаемых из материалов с высоким значением относительной диэлектрической проницаемости. Объясняется это меньшим

диапазоном изменения углов падения. Для экструдированного пенополистирола разница между максимальным и минимальным значением амплитуды составляет 13 %, для фторопласта 4.5 %, для стекла 2.5 %.

Потери в теле линзы.

Характеризуются диссипативными потерями в материале, из которого изготовлена радиолинза. Они определяются тангенсом угла диэлектрических потерь:

$$\alpha = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot \frac{\operatorname{tg}(\delta)}{2}. \quad (2.25)$$

Форму амплитудного распределения в раскрыве радиолинзы, обусловленного диссипативными потерями в ее теле не сложно рассчитать, зная длины лучей. Они определяются выражением (2.8).

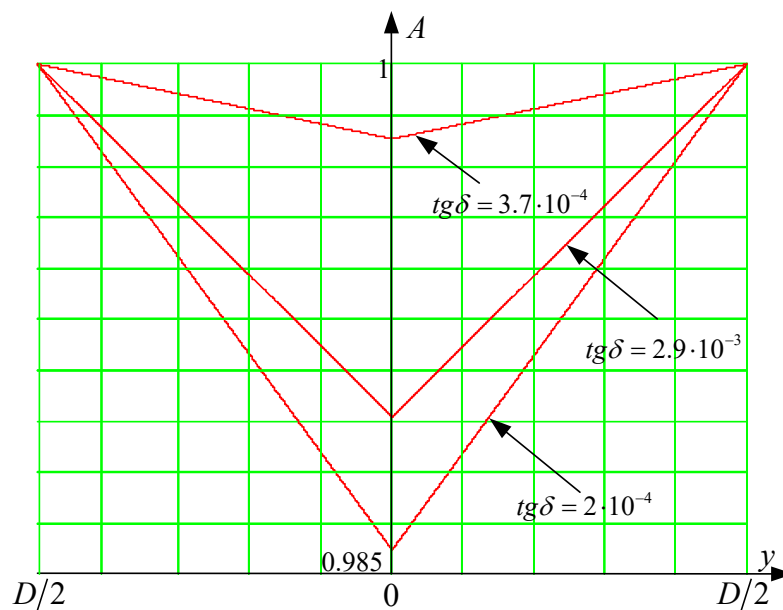


Рисунок 2.9 – Примеры амплитудного распределения, обусловленного диссипативными потерями в линзе

Примеры амплитудного распределения, обусловленного диссипативными потерями, для радиолинзы с фокусным расстоянием 6 м, диаметром 1 м, и выполненной из экструдированного пенополистирола $tg\delta = 2 \cdot 10^{-4}$, фторопласта $tg\delta = 3.7 \cdot 10^{-4}$ и стекла $tg\delta = 2.9 \cdot 10^{-3}$ приведены на рис. 2.9. Длина волны 3 см.

Амплитудное распределение в раскрыве радиолинзы.

Результирующее амплитудное распределение определяется выражением:

$$A_{\Sigma}(y) = A_{Omp}(y) \cdot A_{ДП}(y), \quad (2.26)$$

где: $A_{Omp}(y)$ - амплитудное распределение, обусловленное отражением электромагнитных волн от освещенной и теневой поверхностей; $A_{ДП}(y)$ - амплитудное распределение, обусловленное диссипативными потерями в теле линзы. Примеры амплитудного распределения в раскрыве радиолинзы из экструдированного пенополистирола для различных положений облучателя приведены на рис. 2.10.

Из рис. 2.10 видно, что результирующее амплитудное распределение в раскрыве радиолинзы, изготовленной из материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, не равномерно. Оно является спадающим к краям. Это может привести к снижению уровня боковых лепестков диаграммы направленности исследуемой антенны. Вместе с тем спад амплитудного распределения к краям линзы снизит значимость периферийных фазовых искажений. Такой вид амплитудного распределения свидетельствует о необходимости оценки допустимых углов сканирования облучателя по критерию интегральной ошибки искажения диаграммы направленности исследуемой антенны.

При расфокусировке линзы выносом облучателя в направлении поперечном главной оптической оси форма амплитудного распределения меняется. Оно становится не симметричным. Наблюдается подъем в части линзы, расположенной ближе к облучателю. Это происходит за счет снижения потерь на отражение в этой части. Очевидно, асимметрия амплитудного распределения приведет к искажениям диаграммы направленности исследуемой антенны. Для рассмотренных примеров величина асимметрии не превышает 15%.

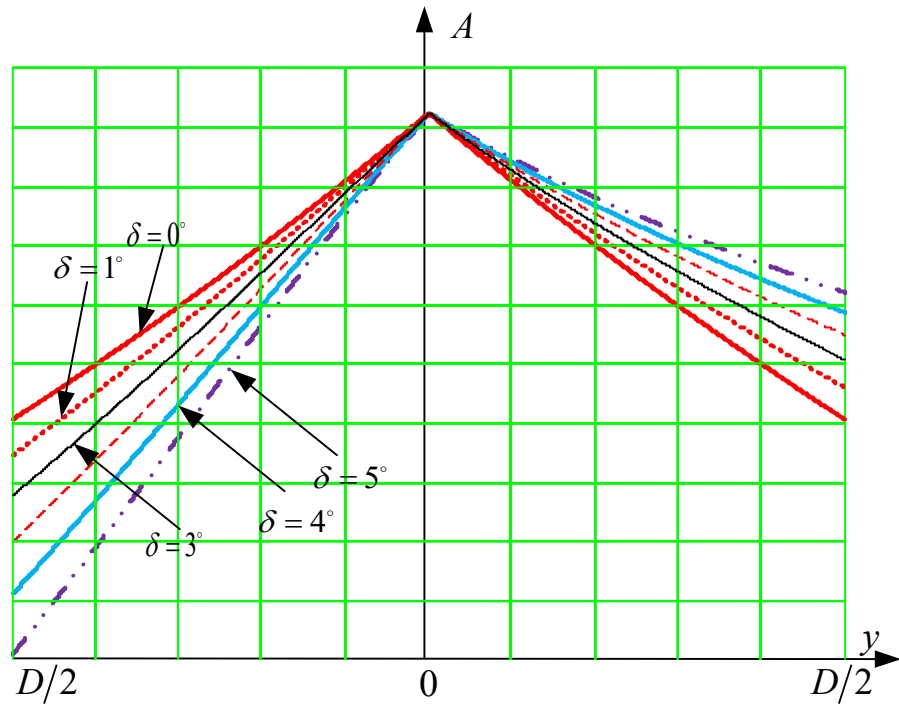


Рисунок 2.10 – Амплитудное распределение при расфокусировке радиолинзы

2.3 Искажения диаграммы направленности исследуемой антенны

Оценим искажения суммарной и разностной диаграмм направленности исследуемой антенны, вызванные перемещением облучателя из точки фокуса одноповерхностной радиолинзы [153,154].

Рассмотрим перемещения поперек главной оптической оси, как представляющие наибольший интерес при проведении полунатурного моделирования.

Искажения ДНА исследуемой антенны оценим с использованием интегральной ошибки, введенной в разделе 1 (выражения (1.20) – (1.23)). При этом амплитудно-фазовое распределение в раскрыве радиолинзы определим по алгоритмам, предложенным в подразделах 2.1 и 2.2.

Определим максимальный угол отклонения облучателя, при котором достигается пороговое значение интегральной ошибки, характеризующей искажения ДНА для равномерного амплитудного распределения поля по раскрыву антенны (первая строка таблиц 1.6, 1.7). Результат расчета приведен в таблице 2.4 для суммарной и разностной диаграмм направленности антенны.

Таблица 2.4 – Допустимая величина отклонения облучателя δ от фокуса линзы для экструдированного пенополистирола (градусы)

Δl	Суммарная ДНА				Разностная ДНА			
	f=5 м	f=10 м	f=15 м	f=20 м	f=5 м	f=10 м	f=15 м	f=20 м
0.00025	64.0	70.2	73.1	74.9	40.1	49.4	53.3	58.8
0.0005	56.2	63.9	67.7	70.0	37.4	46.1	49.8	54.9
0.001	45.7	53.8	58.1	60.4	32.3	39.8	42.9	47.4
0.0015	41.6	51.2	56.2	59.4	31.8	39.1	42.2	46.6
0.002	37.5	47.3	52.7	56.4	30.1	37.1	40.1	44.2
0.0025	34.4	44.1	49.7	53.6	28.6	35.3	38.1	42
0.005	24.2	33.5	39.7	43.8	23.4	28.8	31.1	34.3
0.0075	24	32	38	43	23.	28.3	30.5	33.7
0.01	15	20	24	27	14.4	17.8	19.2	21.1
0.0125	11	14	17	19	10.1	12.5	13.5	14.9
0.015	8	11	13	15	8.03	9.8	10.6	11.7
0.0175	6	8	10	11	5.8	7.2	7.8	8.6
0.02	5	7	8	9	4.8	5.9	6.4	7
0.0225	4	6	7	8	4.2	4.8	5.6	6.2

Из таблицы видно следующее. Суммарная ДН более устойчива к выносу облучателя из положения фокуса. Пороговое значение интегральной ошибки, характеризующей искажение суммарной ДН, достигается при углах больших на 30 %, чем для случая разностной ДН. Углы выноса облучателя, при которых достигаются предельные искажения ДН больше (не менее чем в 1.5 раза для суммарной и 1.15 для разностной ДН), чем углы, оцененные по критерию кривизны фазового фронта 22.5 градуса (таблица 2.1). Таким образом использование кривизны фазового фронта как критерия, по которому определяется качество фокусировки радиолиты приводит к зауженному диапазону углов сканирования.

Расширение диапазона углов сканирования объясняется учетом амплитудного распределения в раскрыве радиолинзы. При пороговом значении интегральной ошибки ДНА ширина и форма главного лепестка, уровень и положение боковых лепестков остались почти неизменными (изменения не превысили 1-2%). Произошло замыливание нулей диаграммы направленности. Положение нулей осталось неизменным, однако их глубина стала конечна. Результаты, приведенные в таблице 2.4, получены для равномерного распределения поля по апертуре исследуемой антенны. При использовании распределений со спадающей к краям апертуры интенсивностью возбуждения можно ожидать большего расширения углов сканирования, так как значимость кривизны фазового фронта на краях будет снижаться.

Стоит отметить, что при значительном отклонении облучателя от положения фокуса наблюдаются несимметричные искажения боковых лепестков диаграммы направленности. Боковые лепестки снижаются на 1-2 дБ со стороны облучателя и возрастают на ту же величину с обратной стороны.

ВЫВОДЫ К РАЗДЕЛУ 2

По разделу можно сделать следующие выводы.

1. Предложен алгоритм расчета фазового распределения в раскрыве одноповерхностной радиолинзы. Он основан на определении электрической длины лучей электромагнитной волны от точки расположения облучателя, до точек, расположенных на раскрыве. Записаны выражения, позволяющие определить указанные электрические длины лучей.

2. С использованием предложенного алгоритма определено фазовое распределение в раскрыве одноповерхностной линзы. Оценены его искажения, вызванные расфокусировкой радиолинзы.

3. Для радиолинз, выполненных из различных материалов, определены максимальные диапазоны перемещения облучателя, при которых фазовая ошибка в раскрыве не превысит 22.5 градуса. Подтверждено, что для

одноповерхностных радиолинз, снижение относительной диэлектрической проницаемости материала, из которого они изготовлены, приводит к сужению диапазона допустимых положений облучателя поперек главной оптической оси. Величина допустимых отклонений облучателя вдоль главной оптической оси от положения фокуса слабо зависит от относительной диэлектрической проницаемости материала и составляет примерно $\pm(0.1 \div 0.2) \cdot f$.

4. Получены выражения, позволяющие определить амплитудное распределение поля в раскрыве одноповерхностной радиолинзы. Соотношения учитывают потери на отражение от освещенной и теневой поверхности, а также диссипативные потери в теле линзы. Показано, что форма амплитудного распределения в раскрыве одноповерхностной радиолинзы существенно зависит от материала, из которого изготовлена линза. Перемещение облучателя поперек главной оптической оси приводит к существенным изменениям формы амплитудного распределения.

5. Показано, что использование материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости для изготовления радиолинз, обеспечивает одинаковые амплитудные распределения в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Для линз из материалов с высоким значением относительной диэлектрической проницаемости амплитудные распределения различны для горизонтальной и вертикальной плоскостей. Это объясняется различием коэффициентов отражения падающей электромагнитной волны для горизонтальной и вертикальной поляризации.

6. Диапазон сканирования облучателя радиолинзы необходимо определять исходя из предельно допустимых искажений диаграммы направленности антенны исследуемого устройства. Определение качества фокусировки только по искажению фазового фронта в раскрыве радиолинзы приводит к суженному более чем в 1.15 раза диапазону углов сканирования.

3 БИФОКАЛЬНЫЕ ЛИНЗОВЫЕ КОЛЛИМАТОРЫ

Использование одноповерхностных асферических линзовых антенн в качестве коллиматора имеет существенный недостаток. Смещения облучателя из точки фокуса линзы в перпендикулярном к главной оптической оси направлении приводят к искажениям фазового фронта в ее раскрыве.

Апланатические линзовые коллиматоры позволяют осуществлять широкоугольное сканирование без искажения формы ДН путем большого смещения облучателя из фокуса. Расчет апланатических линз достаточно полно рассмотрен в оптике [155,156], апланатические линзовые коллиматоры рассмотрены в [101–104,157–162].

Одной из разновидностей апланатических линзовых коллиматоров являются бифокальные, которые рассматриваются в литературе [35,54,55,58,59,91,98–100,102–104,130,159,163–170].

Бифокальные линзовые антенны имеют две преломляющие поверхности и две симметричные точки идеальной фокусировки, расположенные не на главной оптической оси. При облучателе, расположенном в любой из этих двух точек, в раскрыве коллиматора получается плоский фазовый фронт, наклоненный на задаваемый на этапе расчета коллиматора угол $\pm\alpha$, который определяется относительно раскрыва линзового коллиматора.

В разделе 1 были рассмотрены методы построения поверхности бифокальных линзовых коллиматоров [6,54,55,58,59,62,98–103] и было показано, что данные методы являются трудоемкими, приближенными и не всегда позволяют получить аналитическое решение. Во многом они основаны на использовании графиков и номограмм.

Одна из проблем, с которой приходится сталкиваться разработчикам бифокальных линзовых коллиматоров, заключается в следующем. Геометрия коллиматора и возможности его физической реализуемости существенно зависят от таких параметров как: фокусное расстояние, размер апертуры антенны, расстояние от фокуса до главной оптической оси коллиматора, а также угол наклона фазового фронта относительно главной оптической оси в

раскрыве линзы [54]. По сути, синтез любого бифокального линзового коллиматора начинается с задания этих параметров.

В литературе отмечается, что не всякий набор таких параметров позволяет получить набор точек, аппроксимирующих поверхности линзового коллиматора, и не всегда полученный набор точек позволяет реализовать физически реализуемую линзовую антенну [54]. Поэтому, зачастую, успех проектирования зависит от опыта проектировщика.

Однако рекомендаций ни по выбору конкретных значений величин, ни даже диапазона, в котором они могут лежать, в литературе не приводится.

Еще одним открытым вопросом остается не исследованность формы фазового фронта в раскрыве линзового коллиматора при выносе облучателя из точек его фокуса. Отмечается лишь, что при расположении облучателя в области между точками фокуса наблюдаются искажения фазового фронта [54,55]. Величина этих искажений не оговорена. Зависимость их от расстояния между фокусами так же не исследована. Судя по литературе, искажения фазового фронта при перемещении облучателей за пределы области между двумя фокусами вообще не оценивались. Естественно, такая неопределенность не позволяет прогнозировать возможности линзового коллиматора на этапе его разработки.

Цель раздела: разработать математический аппарат, позволяющий определить поверхность бифокального линзового коллиматора.

Для достижения данной цели предлагается решить следующие задачи:

1. На основе взаимосвязи параметров, задаваемых при проектировании бифокального линзового коллиматора, сформулировать условия, выполнение которых необходимо для синтеза физически реализуемого коллиматора.

2. Записать аналитические соотношения и на их основе сформулировать алгоритм определения коэффициентов степенных полиномов, аппроксимирующих освещенную и теневую поверхности бифокального линзового коллиматора.

3. Оценить искажения диаграммы направленности и фазового фронта в раскрыве бифокальной радиолинзы, вызванные ее расфокусировкой.

3.1 Необходимые условия физической реализуемости бифокального линзового коллиматора

Синтез бифокальной линзы начинается с задания таких параметров, как фокусное расстояние X_B , размер апертуры антенны Y_B , расстояние от фокуса до главной оптической оси линзы a , а также угол наклона фазового фронта относительно главной оптической оси в раскрыве линзы α (см. рис. 1.4). Геометрия линзы и возможности ее физической реализуемости существенно зависят от этих параметров. Определим условия, накладываемые на перечисленные параметры и гарантирующие синтез коллиматора.

Согласно [55], при построении бифокальной линзовой антенны необходимо, чтобы освещенная и теневая поверхности лежали по разные стороны от кривой эллипса равных краев:

$$x^2 + y^2 \cdot \cos^2 \alpha = a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha \quad (3.1)$$

Так как кривая эллипса равных краев проходит через вершины линзы, то, подставив ее координаты, получаем уравнение (1.10). Кроме того, кривая эллипса краев пересекает главную оптическую ось (ось x на рис. 1.4) в некоторой точке с координатами $(x, y) = (X_B + s, 0)$. Тогда из (1.10) получаем уравнение:

$$(X_B + s)^2 = a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha, \quad (3.2)$$

где s – параметр, определяющий кривизну эллипса краев.

Используя уравнения (1.10) и (3.2), составляем следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} X_B^2 + Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha = a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha; \\ (X_B + s)^2 = a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha. \end{cases} \quad (3.3)$$

Получим зависимость угла наклона фазового фронта α от размера апертуры линзы Y_B , кривизны эллипса краев s и фокусного расстояния X_B .

Для этого раскроем скобки и перенесем одинаковые слагаемые по одну сторону каждого уравнения:

$$\begin{cases} Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha = a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha - X_B^2; \\ 2 \cdot X_B \cdot s + s^2 = a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha - X_B^2. \end{cases}$$

Получаем уравнение:

$$Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha = 2 \cdot X_B \cdot s + s^2. \quad (3.4)$$

Отсюда выражаем α :

$$\alpha(X_B, Y_B, s) = \arccos \left(\frac{\sqrt{2 \cdot X_B \cdot s + s^2}}{Y_B} \right). \quad (3.5)$$

Получим также зависимость расстояния от облучателя до главной оптической оси a от размера апертуры линзы Y_B , кривизны эллипса краев s и угла наклона фазового фронта α .

Для этого в (3.3) выразим X_B из первого уравнения и подставим во второе:

$$\begin{cases} X_B = \sqrt{a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha - Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha}; \\ 2 \cdot X_B \cdot s + s^2 = a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha - X_B^2. \end{cases}$$

Получим:

$$2 \cdot \sqrt{a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha - Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha} \cdot s + s^2 = a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha - \left(\sqrt{a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha - Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha} \right)^2.$$

После раскрытия скобок и приведения подобных:

$$2 \cdot \sqrt{a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha - Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha} \cdot s = Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha - s^2.$$

Возведем обе части уравнения в квадрат:

$$4 \cdot s^2 \cdot a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \alpha - 4 \cdot s^2 \cdot Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha = Y_B^4 \cdot \cos^4 \alpha - 2Y_B^2 \cdot s^2 \cdot \cos^2 \alpha + s^4.$$

И выразим a :

$$a = \frac{\sqrt{Y_B^4 \cdot \cos^4 \alpha + s^4 + 2s^2 Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha}}{2 \cdot s \cdot \operatorname{ctg} \alpha} = \frac{\pm (Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha + s^2)}{2 \cdot s \cdot \operatorname{ctg} \alpha}.$$

Таким образом, получаем зависимость расстояния от облучателя до главной оптической оси a от размера апертуры линзы Y_B , кривизны эллипса краев s и угла наклона фазового фронта α :

$$a(Y_B, \alpha, s) = \pm \frac{s^2 + Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha}{2s \cdot \operatorname{ctg} \alpha}. \quad (3.6)$$

Определим из системы уравнений (3.3) зависимость кривизны эллипса краев от угла наклона фазового фронта, от размера апертуры линзы Y_B и фокусного расстояния X_B . Для этого решим уравнение (3.4) как квадратное уравнение через дискриминант:

$$\begin{aligned} s^2 + 2 \cdot X_B \cdot s - Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha &= 0; \\ D &= (2 \cdot X_B)^2 - 4 \cdot 1 \cdot (-Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha) = 4(X_B^2 + Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha); \\ x_{1,2} &= \frac{-2 \cdot X_B \pm \sqrt{4(X_B^2 + Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha)}}{2 \cdot 1} = -X_B \pm \sqrt{X_B^2 + Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha}. \end{aligned}$$

Таким образом, получается, что кривизна эллипса равных краев зависит от угла наклона фазового фронта, от размера апертуры линзы Y_B и фокусного расстояния X_B :

$$s(X_B, Y_B, \alpha) = -X_B \pm \sqrt{X_B^2 + Y_B^2 \cdot \cos^2 \alpha}. \quad (3.7)$$

Графически полученные зависимости показаны на рис. 3.1-3.4.

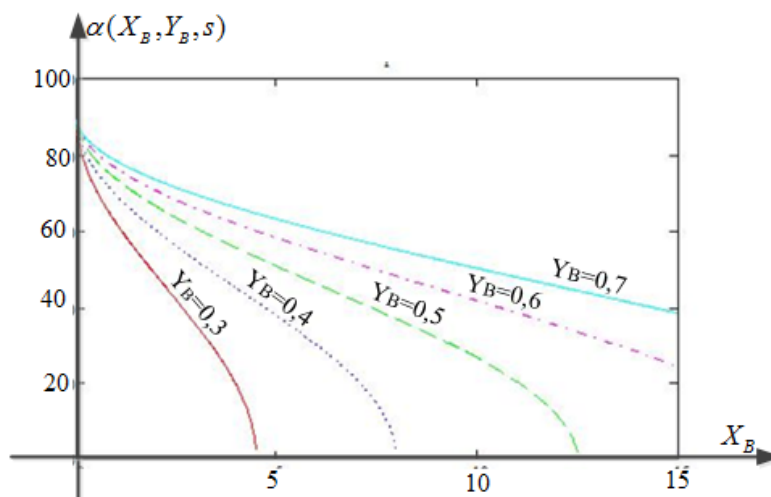


Рисунок 3.1 – Зависимость угла наклона фазового фронта от кривизны линзы, фокусного расстояния и размера апертуры антенны $\alpha(X_B, Y_B, s)$, $s=0.01$ при различных размерах апертуры линзы Y_B (по выражению 3.4)

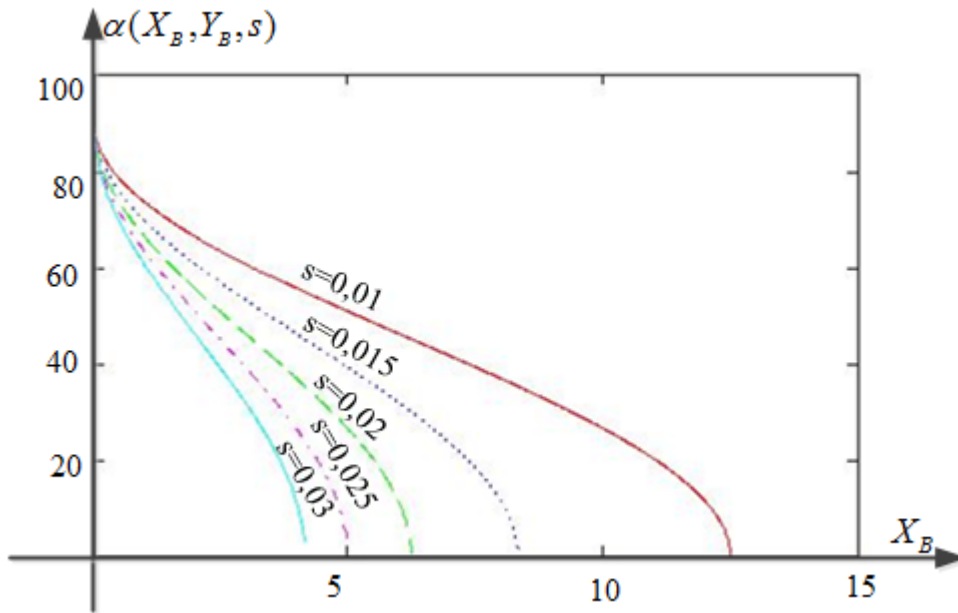


Рисунок 3.2 – Зависимость угла наклона фазового фронта от размера апертуры антенны и кривизны эллипса краев, фокусного расстояния $\alpha(X_B, Y_B, s)$, $Y_B=0.5$ м при различных значениях кривизны эллипса краев s (по выражению 3.4)

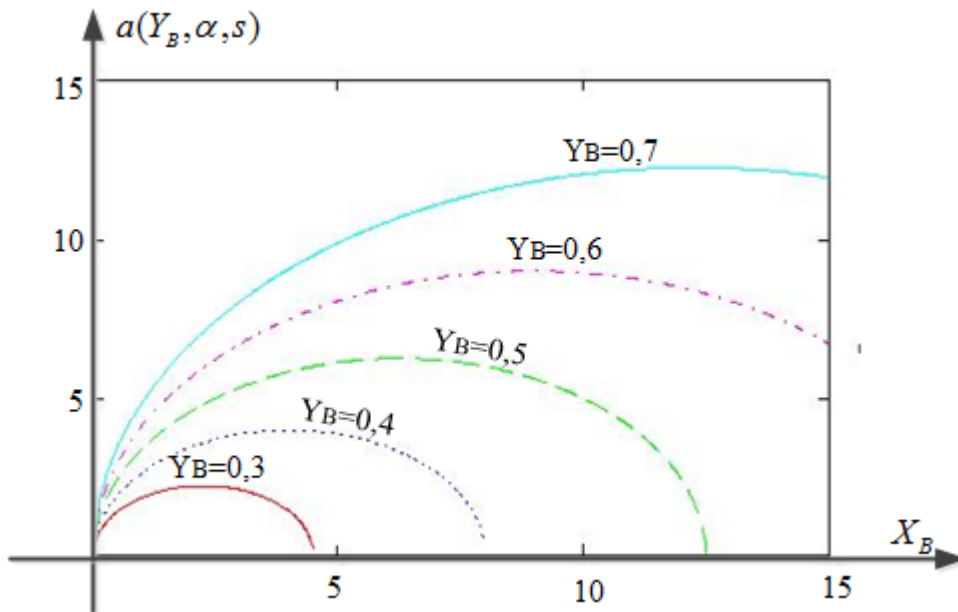


Рисунок 3.3 – Зависимость расстояния от облучателя до главной оптической оси от радиуса и кривизны линзы, фокусного расстояния $a(Y_B, \alpha, s)$, $s=0.01$, при различных размерах апертуры линзы Y_B (по выражению 3.5)

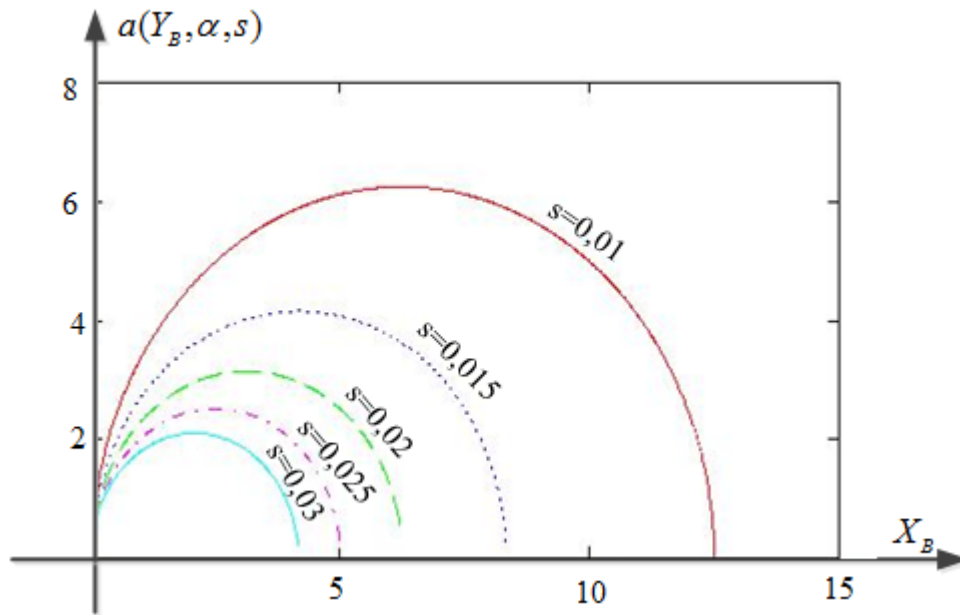


Рисунок 3.4 – Зависимость расстояния от облучателя до главной оптической оси от радиуса и кривизны линзы, фокусного расстояния $a(Y_B, \alpha, s)$, $Y_B=0.5$ м, при различных значениях кривизны эллипса краев s (по выражению 3.5)

По полученным зависимостям (3.5)-(3.7) (рис. 3.1-3.4) можно сделать следующие выводы. При одинаковом фокусном расстоянии с увеличением диаметра и уменьшением кривизны эллипса равных краев происходит увеличение угла наклона фазового фронта и расстояния от главной оптической оси до фокуса. При идентичных углах наклона фазового фронта с увеличением диаметра линзы и уменьшением кривизны эллипса равных краев происходит увеличение расстояния от начала координат до вершины линзы X_B . При одинаковом расстоянии от главной оптической оси до фокуса с увеличением диаметра линзы и уменьшением кривизны эллипса равных краев происходит увеличение расстояния от начала координат до вершины линзы X_B .

Кривизна эллипса краев при одинаковых углах наклона фазового фронта с увеличением диаметра линзы возрастает. С увеличением углов наклона фазового фронта кривизна эллипса равных краев при равных размерах апертуры антенны крайне убывает.

Кривизна эллипса краев при одинаковых углах наклона фазового фронта или при одинаковых размерах апертуры антенны с увеличением фокусного расстояния и размера апертуры линзы возрастает.

Полученные зависимости позволяют определить взаимную зависимость параметров, задаваемых в начале вычислений поверхности линзы.

Исходными параметрами, при проектировании линзового коллиматора являются: Y_B – координата вершины линзы (определяется размером апертуры исследуемой антенны); a – расстояние от главной оптической оси до точки фокуса (определяется требуемым диапазоном перемещения облучателя); X_B – фокусное расстояние (определяется размером радиобезэховой камеры). Свободными параметрами остаются α – угол наклона фазового фронта в раскрыве линзового коллиматора и s – параметр, определяющий кривизну. Они выбираются такими, чтобы выполнялись равенства (3.5) и (3.6).

Из геометрии линзы (рис.1.4) следует ряд условий, накладываемых на исходные параметры и определяющих физическую реализуемость линзы [171].

Это означает, что координата вершины линзы ($x=X_B$), а также координаты точек освещенной и теневой поверхностей (x_{1N} и x_{2N} , соответственно) должны быть расположены между координатой облучателя ($x=0$) и координатой исследуемой антенной ($x=c$).

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 < X_B < c; \\ 0 < \rho_1 < a \operatorname{ctg} \alpha; \\ 0 < x_{1N} < a \operatorname{ctg} \alpha; \\ a \operatorname{ctg} \alpha < x_{2N} < c; \\ a \operatorname{ctg} \alpha < \rho_2 < c; \\ -Y_B < y_{1N} < Y_B; \\ -Y_B < y_{2N} < Y_B. \end{array} \right. \quad (3.8)$$

Точки освещенной и теневой поверхности также должны находиться в указанном диапазоне. Кроме того, как уже говорилось ранее, точки освещенной поверхности должны быть расположены по одну сторону от кривой эллипса равных краев ($a \operatorname{ctg} \alpha$), а точки теневой поверхности – по

другую [55]. Координаты точек освещенной и теневой поверхностей (y_{1N} и y_{2N} , соответственно) должны быть расположены между координатами вершин линзы ($y = Y_B$ и $y = -Y_B$).

Из уравнения эллипса равных краев следует, что должно выполняться неравенство:

$$\frac{a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2(\alpha) - X_B^2}{\cos^2(\alpha)} \geq 0.$$

Это неравенство выполняется в случае, если:

$$a^2 \cdot \operatorname{ctg}^2(\alpha) - X_B^2 \geq 0.$$

Отсюда:

$$-a \cdot \operatorname{ctg}(\alpha) \leq X_B \leq a \cdot \operatorname{ctg}(\alpha). \quad (3.9)$$

Длины лучей физически реализуемой линзы не могут быть отрицательными. Отсюда следует ряд условий, определяющих начальные параметры бифокального линзового коллиматора.

Длину луча, проходящего из точки фокуса $O_1(0; a)$ через верхний край линзы с координатами $(X_B; Y_B)$, можно найти по выражению:

$$O_1A_1 = \sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2}. \quad (3.10)$$

Длину другого луча, от края линзы с координатами $(X_B; Y_B)$ до точки, лежащей на поверхности фазового фронта (см. рис. 1.4), P_1 , можно найти по выражению:

$$A_1P_1 = (c - X_B + Y_B \operatorname{tg}(\alpha)) \cdot \cos(\alpha). \quad (3.11)$$

Длина этого луча всегда будет положительна.

Отсюда:

$$X_B < c + Y_B \cos(\alpha), \text{ если } \cos \alpha > 0 \left(\alpha \in \left(-\frac{\pi n}{2}; \frac{\pi n}{2} \right), n \in Z \right), \quad (3.12)$$

$$X_B > c + Y_B \cos(\alpha), \text{ если } \cos \alpha < 0 \left(\alpha \in \left(\frac{\pi n}{2}; \frac{3\pi n}{2} \right), n \in Z \right). \quad (3.13)$$

Длина луча CG определяется из геометрии линзы:

$$CG(\rho_1, x_2) = \frac{x_2 - \rho_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{a}{\rho_1 \cdot n}\right)^2}} > 0.$$

Отсюда следует, что:

$$-\rho_1 \cdot n < a < \rho_1 \cdot n. \quad (3.14)$$

Выражения, описывающие лучи GP_4 , EP_2 и HP_5 , записывают исходя из того, что фазовый фронт должен быть перпендикулярен лучам:

$$GP_4(x_2, y_2) = \cos(\alpha)(c - x_2) + \sin(\alpha)y_2 > 0;$$

$$EP_2 = |\cos(\alpha)(c - x_2) - \sin(\alpha)y_2|;$$

$$HP_5(x'_2, y'_2) = |\cos(\alpha)(c - x'_2) - \sin(\alpha)y'_2|.$$

Отсюда следующее ограничение:

$$c > x_2 + \operatorname{tg}(\alpha)y_{2N}.$$

Так как y_{2N} лежит в пределах от $-Y_B$ до Y_B , следовательно:

$$\begin{cases} c > x_2 + \operatorname{tg}(\alpha)Y_B, & \text{если } \operatorname{tg}(\alpha) > 0 \left(\alpha \in \left(\pi n; \frac{\pi}{2} + \pi n \right), n \in Z \right); \\ c > x_2 - \operatorname{tg}(\alpha)Y_B, & \text{если } \operatorname{tg}(\alpha) < 0 \left(\alpha \in \left(\frac{\pi}{2} + \pi n; \pi + \pi n \right), n \in Z \right). \end{cases} \quad (3.15)$$

Таким образом, определены неравенства, устанавливающие условия реализуемости бифокального линзового коллиматора. Записан ряд ограничений (3.8) – (3.15) на начальные параметры бифокальной линзовой антенны (фокусное расстояние, расстояние от облучателя до главной оптической оси, угол наклона фазового фронта):

Выполнение неравенств является необходимым условием физической реализуемости бифокального линзового коллиматора.

3.2 Соотношения для определения поверхности бифокальной линзового коллиматора

Наиболее удобным из известных методов определения поверхности бифокальных линзовых коллиматоров представляется метод последовательных приближений, в котором уравнения поверхностей бифокальной линзы описываются в виде степенного ряда с четными степенями [54]. Зная несколько точек на освещенной и теневой поверхности, можно определить аналитически коэффициенты аппроксимирующих полиномов. Степень полинома будет равна количеству известных точек поверхностей линзы.

Традиционно, ограничиваются двумя членами ряда и, соответственно, тремя коэффициентами [54]. Тогда уравнения освещенной и теневой поверхностей в полярной системе координат (начала полярной и декартовой системы координат совпадают и показаны в точке $(0;0)$ на рис. 1.4) имеют вид (1.11).

Основная проблема при этом – определить коэффициенты полиномов, аппроксимирующих теневую и освещенную поверхности линзового коллиматора. Известные алгоритмы их нахождения итерационны, зачастую базируются на использовании эмпирически полученных графиков и номограмм.

Вместе с тем, зная по три точки освещенной и теневой поверхностей коллиматора, можно аналитически определить по три коэффициента, полиномов, аппроксимирующих его освещенную и теневую поверхности. Найдем координаты этих точек.

Рассмотрим рис.3.5, поясняющий геометрию.

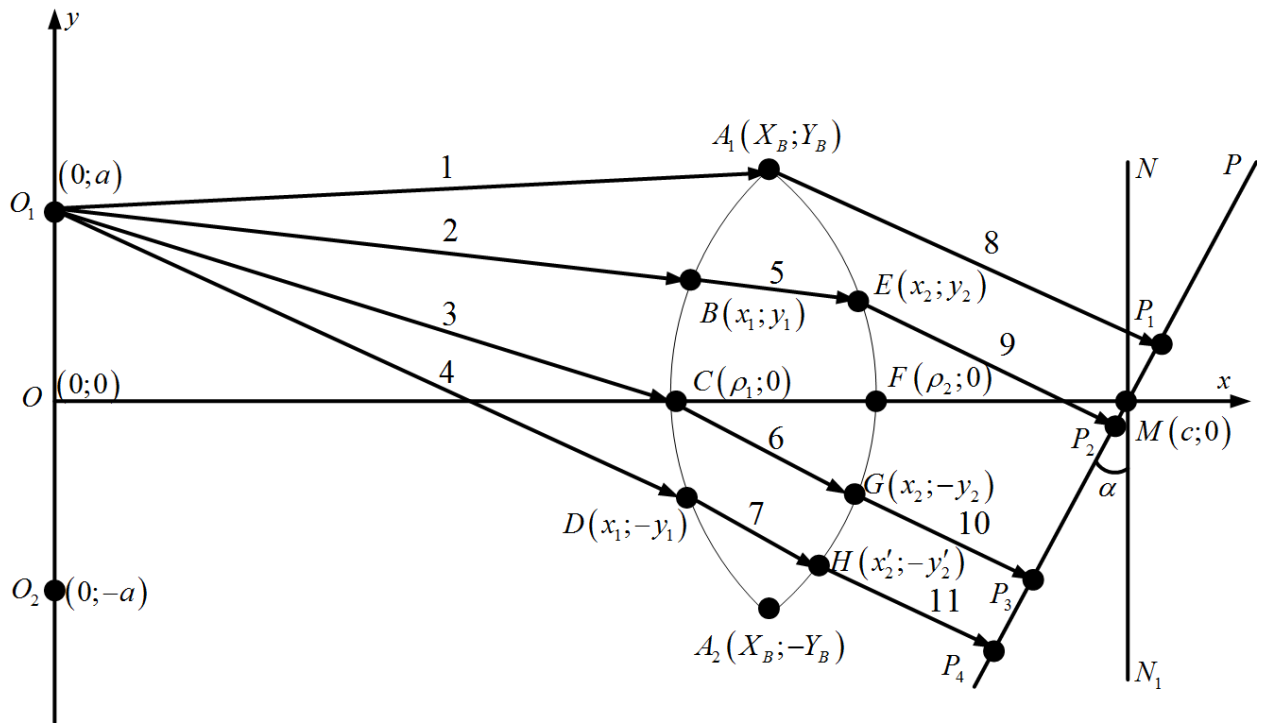


Рисунок 3.5 – К способу определения поверхностей бифокального линзового коллиматора

Лучи 1-4 (O_1A_1 , O_1B , O_1C , O_1D) – лучи, претерпевающие преломление на границе раздела сред и направленные из облучателя O_1 с координатой $(0;a)$ к освещенной поверхности линзы.

Лучи 5-7 (BE , CG , DH) – лучи, преломленные на освещенной поверхности линзового коллиматора, распространяющиеся в его теле и претерпевающие преломление на теневой поверхности.

Лучи 8-11 (A_1P_1 , EP_2 , GP_3 , HP_4) – лучи, преломленные на теневой поверхности линзы. Они оканчиваются на поверхности фазового фронта.

$B(x_1;y_1)$, $C(\rho_1;0)$, $D(x_1;-y_1)$ – точки освещенной поверхности линзы.

$E(x_2;y_2)$, $F(\rho_2;0)$, $G(x_2;-y_2)$, $H(x'_2;y'_2)$ – точки теневой поверхности линзы.

Точки на освещенной и теневой поверхности должны иметь такие координаты, чтобы фазовый фронт в раскрыве линзового коллиматора являлся плоскостью. Это выполнимо если электрические длины всех изображенных лучей равны между собой:

$$\begin{cases} k_1 \cdot L_3 + k_2 \cdot L_6 + k_1 \cdot L_{10} = k_1 \cdot L_1 + k_1 \cdot L_8; \\ k_1 \cdot L_2 + k_2 \cdot L_5 + k_1 \cdot L_9 = k_1 \cdot L_1 + k_1 \cdot L_8; \\ k_1 \cdot L_4 + k_2 \cdot L_7 + k_1 \cdot L_{11} = k_1 \cdot L_1 + k_1 \cdot L_8, \end{cases} \quad (3.16)$$

где k_1 - волновое число среды, в которой находится коллиматор; k_2 - волновое число для материала, из которого изготовлен коллиматор; L_i - длина i -того луча.

Или, иначе, согласно рис.3.5:

$$\begin{cases} k_1 \cdot O_1C + k_2 \cdot CG + k_1 \cdot GP_3 = k_1 \cdot O_1A_1 + k_1 \cdot A_1P_1; \\ k_1 \cdot O_1B + k_2 \cdot BE + k_1 \cdot EP_2 = k_1 \cdot O_1A_1 + k_1 \cdot A_1P_1; \\ k_1 \cdot O_1D + k_2 \cdot DH + k_1 \cdot HP_4 = k_1 \cdot O_1A_1 + k_1 \cdot A_1P_1. \end{cases} \quad (3.17)$$

Аналитическое решение системы (3.16) относительно координат точек, определяющих длины лучей, весьма затруднительно. В этом случае логично определять координаты точек с использованием численных методов для каждого из уравнений системы (3.16). Численно решив первое уравнение системы (3.16) получим координаты точек С и G. Затем, зная координаты точки G, можно задать симметричную ей точку E. Численно решив второе уравнение системы (3.16) определим координаты точки В. Зная координаты точки В, можно задаться симметричной ей точкой D, и, численно решив третье уравнение системы (3.16), определим координаты точки Н.

Подобная итерационная процедура может продолжаться и дальше и может быть найдено большое количество точек, принадлежащих освещенной и теневой поверхностям линзового коллиматора.

Запишем аналитические выражения, реализующие предложенный алгоритм[172].

Первая точка освещенной и теневой поверхностей бифокальной линзы

Используем одну из вершин линзы с координатами $A_1(X_B; Y_B)$. Данная точка принадлежит как освещенной, так и теневой поверхности.

Вторая точка освещенной и теневой поверхностей бифокальной линзы

Запишем условие равенства электрических длин лучей, проходящих через одну из вершин линзы и центр линзы с координатой $(\rho_1; 0)$. Для линзы, изображенной на рис. 3.5:

$$(O_1A_1 + A_1P_1)k_1 = O_1C \cdot k_1 + CG \cdot k_2 + GP_4 \cdot k_1, \quad (3.18)$$

где O_1A_1 – луч 1, направленный из облучателя O_1 с координатой $(0; a)$ к верхнему краю линзы $A_1 (X_B; Y_B)$; A_1P_1 – луч 8, преломленный в точке $(X_B; Y_B)$; k_1 – волновое число для воздуха; O_1C – луч 3, направленный из облучателя с координатой $(0; a)$ и претерпевающий преломление на границе раздела сред в точке освещенной поверхности линзы C с координатой $(\rho_1; 0)$; CG – преломленный в точке $C (\rho_1; 0)$ луч 6, претерпевающий повторное преломление на границе раздела сред в точке теневой поверхности линзы G с координатой $(x_2; -y_2)$, GP_3 – луч 10, преломленный в точке $G (x_2; -y_2)$ и принадлежащий прямой, моделирующей фазовый фронт; k_2 – волновое число материала линзы.

Определим длины лучей, входящие в (3.18).

Длину луча 1 можно найти через формулу, определяющую расстояния между двумя точками:

$$O_1A_1 = \sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2}. \quad (3.19)$$

Длину луча 8 можно найти из геометрических соображений (см. рисунок 3.5):

$$A_1P_1 = (c - X_B + Y_B \operatorname{tg}(\alpha)) \cdot \cos(\alpha). \quad (3.20)$$

Длина луча 3:

$$O_1C(\rho_1) = \sqrt{\rho_1^2 + a^2}. \quad (3.21)$$

Угол падения $\angle OCO_1$ луча 3 на границу раздела сред в точке $C (\rho_1; 0)$

$$\angle OCO_1(\rho_1) = \arcsin \frac{a}{\rho_1}. \quad (3.22)$$

Угол преломления луча можно определить из закона Снеллиуса:

$$\angle FCG = \arcsin\left(\frac{n_1 \sin(\angle OCO_1(\rho_1))}{n}\right), \quad (3.23)$$

где n_1 – показатель преломления окружающей среды, в которой расположен коллиматор. Обычно эта среда – воздух, поэтому далее будем считать, что $n_1=1$. n – показатель преломления материала линзы, $\angle OCO_1$ – угол падения луча 3 на границу раздела сред, $\angle FCG$ – угол под которым преломляется луч O_1C . Нормалью в точке падения луча на границу раздела сред $(\rho_1;0)$ будет являться главная оптическая ось линзы Ox .

После подстановки (3.22) в (3.23) угол преломления:

$$\angle FCG(\rho_1) = \arcsin\left(\frac{n_1 a}{\rho_1 \cdot n}\right). \quad (3.24)$$

Длина луча б определяется из геометрии линзы:

$$CG(\rho_1, x_2) = \frac{x_2 - \rho_1}{\cos(\angle FCG(\rho_1))}, \quad (3.25)$$

где x_2 – координата падения луча б на границу раздела сред, в виде теневой поверхности линзы.

После математических преобразований получаем:

$$CG(\rho_1, x_2) = \frac{x_2 - \rho_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{a}{\rho_1 \cdot n}\right)^2}}. \quad (3.26)$$

Найдем длину луча 10. Запишем общее уравнение прямой P :

$$tg\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)x - y + tg\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)c = 0. \quad (3.27)$$

Для этого перейдем к нормальному уравнению прямой [144]:

$$\left[tg\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)x - y - tg\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)c \right] \cdot \frac{-1}{\sqrt{tg^2\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) + 1}} = 0. \quad (3.28)$$

После ряда преобразований:

$$\cos(\alpha)(c - x) + \sin(\alpha) \cdot y = 0. \quad (3.29)$$

Подставим значение интересующей нас точки:

$$GP_3(x_2, y_2) = |\cos(\alpha) \cdot (c - x_2) + \sin(\alpha) y_2|, \quad (3.30)$$

Так как по определению $c > x_2$, то знак модуля можно опустить:

$$GP_3(x_2, y_2) = \cos(\alpha)(c - x_2) + \sin(\alpha) y_2. \quad (3.31)$$

Подставив выражения (3.19) – (3.21), (3.26), (3.31), определяющие длины лучей, в (3.18) получим уравнение с тремя неизвестными ρ_1, x_2 и y_2 :

$$\begin{aligned} & \left(\sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2} + (c - X_B + Y_B \operatorname{tg}(\alpha)) \cos(\alpha) \right) \cdot k_1 = \\ & = \sqrt{\rho_1^2 + a^2} \cdot k_1 + \frac{x_2 - \rho_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{a}{\rho_1 \cdot n} \right)^2}} \cdot k_2 + (\cos(\alpha)(c - x_2) + \sin(\alpha) y_2) \cdot k_1. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Аналитически решить полученное уравнение с тремя неизвестными крайне сложно. Можно рассмотреть численные способы его решения. Для этого перенесем все слагаемые по одну сторону знака равенства и получим функцию трех переменных. Набор параметров, при которых полученная функция равна нулю, обеспечит равенство (3.18). Поиск нулей функции можно проводить любым численным способом, например, градиентным поиском или покоординатным спуском. Целевая функция имеет вид:

$$\begin{aligned} F_{\min}(\rho_1, y_2, x_2) = & \left| \sqrt{\rho_1^2 + a^2} \cdot k_1 + \frac{x_2 - \rho_1}{\sqrt{1 - \left(\frac{a}{\rho_1 \cdot n} \right)^2}} \cdot k_2 + \right. \\ & \left. + (\cos(\alpha) \cdot (X_B - x_2) + \sin(\alpha) \cdot (y_2 - Y_B)) \cdot k_1 - \sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2} \cdot k_1 \right| \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Пределы изменения переменной y_2 определяются геометрическими размерами коллиматора, переменных ρ_1 и x_2 уравнением эллипса краев и требованием, чтобы ρ_1 и x_2 лежали по разные стороны от кривой эллипса:

$$\begin{cases} 0 < \rho_1 < a \operatorname{ctg} \alpha; \\ a \operatorname{ctg} \alpha < x_2 < c; \\ -Y_B < y_2 < 0. \end{cases} \quad (3.34)$$

После минимизации целевой функции будут определены координата второй точки освещенной поверхности $(\rho_1; 0)$, и, соответственно, коэффициент ρ_1 и координаты второй точки теневой поверхности $(x_2; -y_2)$.

Третья точка освещенной поверхности

Так как линзовый коллиматор симметричен относительно главной оптической оси, то найденной точке $(x_2; y_2)$ будет соответствовать симметричная ей точка с координатами $(x_2; -y_2)$. Воспользуемся условием равенства электрических длин лучей для определения одной из точек освещенной поверхности с координатами $(x_1; y_1)$:

$$(O_1A_1 + A_1P_1)k_1 = O_1B \cdot k_1 + BE \cdot k_2 + EP_2 \cdot k_1, \quad (3.35)$$

где O_1B – луч 2, направленный из облучателя с координатой $(0; a)$ и претерпевающий преломление на границе раздела сред в точке освещенной поверхности линзы B с координатой $(x_1; y_1)$; BE – преломленный в точке B $(x_1; y_1)$ луч 5, претерпевающий повторное преломление на границе раздела сред в точке теневой поверхности линзы E с координатой $(x_2; y_2)$, EP_2 – луч 9, преломленный в точке E $(x_2; y_2)$ и принадлежащий прямой, моделирующей фазовый фронт.

Длина луча 2:

$$O_1B(x_1, y_1) = \sqrt{x_1^2 + (y_1 - a)^2}, \quad (3.36)$$

где $(x_1; y_1)$ – координата искомой точки освещенной поверхности, в которой луч 2 претерпевает преломление на границе раздела сред.

Длина луча 5:

$$BE(x_1, y_1) = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}. \quad (3.37)$$

Найдем длину луча 9. Аналогично (3.24)-(3.28):

$$EP_2 = |\cos(\alpha)(c - x_2) + \sin(\alpha)y_2|. \quad (3.38)$$

Подставив выражения (3.36) – (3.38), (3.20) (3.21), определяющие длины лучей, в (3.35) получим уравнение с двумя неизвестными x_1 и y_1 :

$$\begin{aligned}
& \left(\sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2} + (c - X_B + Y_B \operatorname{tg}(\alpha)) \cos(\alpha) \right) k_1 = \\
& = \sqrt{x_1^2 + (y_1 - a)^2} \cdot k_1 + \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2} \cdot k_2 + \\
& \quad + |\cos(\alpha)(c - x_2) + \sin(\alpha)y_2| \cdot k_1.
\end{aligned} \tag{3.39}$$

Аналогично (3.32)-(3.33) получим целевую функцию, которую необходимо минимизировать:

$$\begin{aligned}
& F_{\min}(y_1, x_1) = \\
& = \left| \left(\sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2} + (c - X_B + Y_B \operatorname{tg}(\alpha)) \cos(\alpha) - \sqrt{x_1^2 + (y_1 - a)^2} \right) k_1 - \right. \\
& \quad \left. - |\cos(\alpha)(c - x_2) + \sin(\alpha)y_2| k_1 - \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2} \cdot k_2 \right| \rightarrow 0.
\end{aligned} \tag{3.40}$$

Аналогично (3.34), пределы изменения переменной x_1 определяются требованием, чтобы переменная лежала по левую сторону от кривой эллипса, переменной y_1 – геометрией линзы:

$$\begin{cases} 0 < x_1 < a \cdot \operatorname{ctg} \alpha \\ -Y_B < y_1 < Y_B \end{cases}. \tag{3.41}$$

После минимизации функции будут определены координаты третьей точки освещенной поверхности ($x_1; y_1$).

Третья точка теневой поверхности

Так как линзовый коллиматор симметричен относительно главной оптической оси, то найденной точке ($x_1; y_1$) будет соответствовать симметричная ей точка с координатами ($x_1; -y_1$). Воспользуемся условием равенства электрических длин лучей для определения третьей точки теневой поверхности с координатами ($x'_2; y'_2$):

$$(O_1A_1 + A_1P_1)k_1 = O_1D \cdot k_1 + DH \cdot k_2 + HP_5 \cdot k_1, \tag{3.42}$$

где O_1D – луч 4, направленный из облучателя с координатой $(0; a)$ и претерпевающий преломление на границе раздела сред в точке освещенной поверхности линзы D с координатой $(x_1; -y_1)$; DH – преломленный в точке D ($x_1; -y_1$) луч 7, претерпевающий повторное преломление на границе раздела сред в точке теневой поверхности линзы H с координатой $(x'_2; y'_2)$, HP_4 – луч 11,

преломленный в точке Н $(x'_2; y'_2)$ и принадлежащий прямой, моделирующей фазовый фронт.

Длина луча 4:

$$O_1D = \sqrt{x_1^2 + (-y_1 - a)^2}, \quad (3.43)$$

Длина луча 7:

$$DH(x'_2, y'_2) = \sqrt{(x'_2 - x_1)^2 + (y'_2 - (-y_1))^2}. \quad (3.44)$$

Найдем длину луча 11. Аналогично (3.24)-(3.28):

$$HP_4(x'_2, y'_2) = |\cos(\alpha)(c - x'_2) + \sin(\alpha)y'_2|. \quad (3.45)$$

Подставив выражения (3.20, (3.21), (3.43) – (3.45), определяющие длины лучей, в (3.42) получим уравнение с двумя неизвестными x'_2 и y'_2 :

$$\left(\sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2} + (c - X_B + Y_B \operatorname{tg}(\alpha)) \cos(\alpha) \right) k_1 = \sqrt{x_1^2 + (-y_1 - a)^2} \cdot k_1 + \sqrt{(x'_2 - x_1)^2 + (y'_2 - (-y_1))^2} \cdot k_2 + |\cos(\alpha)(c - x'_2) + \sin(\alpha)y'_2| \cdot k_1. \quad (3.46)$$

Аналогично (3.32)-(3.33), получим целевую функцию:

$$F_{\min}(x'_2, y'_2) = \left| \frac{\sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2} + (c - X_B + Y_B \operatorname{tg}(\alpha)) \cos(\alpha)}{\sqrt{x_1^2 + (-y_1 - a)^2}} k_1 - |\cos(\alpha)(c - x'_2) + \sin(\alpha)y'_2| k_1 - \sqrt{(x'_2 - x_1)^2 + (y'_2 - (-y_1))^2} \cdot k_2 \right| \rightarrow 0. \quad (3.47)$$

Аналогично (3.34), пределы изменения переменной x'_2 определяются требованием, чтобы переменная лежала по правую сторону от кривой эллипса, переменной y'_2 – геометрией линзы:

$$\begin{cases} c > x'_2 > a \cdot \operatorname{ctg} \alpha; \\ -Y_B < y'_2 < Y_B. \end{cases} \quad (3.48)$$

После минимизации целевой функции будут определены координаты третьей точки теневой поверхности $(x'_2; y'_2)$.

Определение коэффициентов, аппроксимирующих поверхности бифокальной линзы

Таким образом, имеем, декартовы координаты трех точек освещенной и трех точек теневой поверхности. Предварительно переведем координаты точек из декартовой в полярную систему координат и составим две системы линейных уравнений для определения искомым коэффициентов. Коэффициент ρ_1 определяется сразу из (3.33). Поэтому, для освещенной поверхности:

$$\begin{cases} \frac{\sqrt{X_B^2 + Y_B^2}}{\rho_1} - 1 = A_1 \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B} \right)^2 + B_1 \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B} \right)^4; \\ \frac{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{\rho_1} - 1 = A_1 \left(\operatorname{arctg} \frac{y_1}{x_1} \right)^2 + B_1 \left(\operatorname{arctg} \frac{y_1}{x_1} \right)^4. \end{cases} \quad (3.49)$$

Для теневой поверхности:

$$\begin{cases} \sqrt{X_B^2 + Y_B^2} = \rho_2 \left(1 + A_2 \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B} \right)^2 + B_2 \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B} \right)^4 \right); \\ \sqrt{x_2^2 + y_2^2} = \rho_2 \left(1 + A_2 \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2}{x_2} \right)^2 + B_2 \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2}{x_2} \right)^4 \right); \\ \sqrt{x_2'^2 + y_2'^2} = \rho_2 \left(1 + A_2 \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2'}{x_2'} \right)^2 + B_2 \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2'}{x_2'} \right)^4 \right). \end{cases} \quad (3.50)$$

Тогда искомые коэффициенты A_1, B_1 и ρ_2, A_2, B_2 могут быть определены, например, по методу Крамера. Для освещенной поверхности:

$$A_1 = \frac{\begin{vmatrix} \frac{\sqrt{X_B^2 + Y_B^2}}{\rho_1} - 1 & \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B} \right)^4 \\ \frac{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{\rho_1} - 1 & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_1}{x_1} \right)^4 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B} \right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B} \right)^4 \\ \left(\operatorname{arctg} \frac{y_1}{x_1} \right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_1}{x_1} \right)^4 \end{vmatrix}}; \quad (3.51)$$

$$B_1 = \frac{\begin{vmatrix} \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B}\right)^2 & \frac{\sqrt{X_B^2 + Y_B^2}}{\rho_1} - 1 \\ \left(\operatorname{arctg} \frac{y_1}{x_1}\right)^2 & \frac{\sqrt{x_1^2 + y_1^2}}{\rho_1} - 1 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B}\right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B}\right)^4 \\ \left(\operatorname{arctg} \frac{y_1}{x_1}\right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_1}{x_1}\right)^4 \end{vmatrix}}. \quad (3.52)$$

Для теневой поверхности:

$$\rho_2 = \frac{\begin{vmatrix} \sqrt{X_B^2 + Y_B^2} & \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B}\right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B}\right)^4 \\ \sqrt{x_1^2 + y_1^2} & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2}{x_2}\right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2}{x_2}\right)^4 \\ \sqrt{x_1'^2 + y_1'^2} & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2'}{x_2'}\right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2'}{x_2'}\right)^4 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B}\right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{Y_B}{X_B}\right)^4 \\ 1 & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2}{x_2}\right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2}{x_2}\right)^4 \\ 1 & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2'}{x_2'}\right)^2 & \left(\operatorname{arctg} \frac{y_2'}{x_2'}\right)^4 \end{vmatrix}}. \quad (3.53)$$

$$A_2 = \frac{\begin{vmatrix} 1 & \sqrt{X_B^2 + Y_B^2} & \left(\arctg \frac{Y_B}{X_B}\right)^4 \\ 1 & \sqrt{x_1^2 + y_1^2} & \left(\arctg \frac{y_2}{x_2}\right)^4 \\ 1 & \sqrt{x_1'^2 + y_1'^2} & \left(\arctg \frac{y_2'}{x_2'}\right)^4 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & \left(\arctg \frac{Y_B}{X_B}\right)^2 & \left(\arctg \frac{Y_B}{X_B}\right)^4 \\ \rho_2 \cdot 1 & \left(\arctg \frac{y_2}{x_2}\right)^2 & \left(\arctg \frac{y_2}{x_2}\right)^4 \\ 1 & \left(\arctg \frac{y_2'}{x_2'}\right)^2 & \left(\arctg \frac{y_2'}{x_2'}\right)^4 \end{vmatrix}}; \quad (3.54)$$

$$B_2 = \frac{\begin{vmatrix} 1 & \left(\arctg \frac{Y_B}{X_B}\right)^2 & \sqrt{X_B^2 + Y_B^2} \\ 1 & \left(\arctg \frac{y_2}{x_2}\right)^2 & \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \\ 1 & \left(\arctg \frac{y_2'}{x_2'}\right)^2 & \sqrt{x_1'^2 + y_1'^2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & \left(\arctg \frac{Y_B}{X_B}\right)^2 & \left(\arctg \frac{Y_B}{X_B}\right)^4 \\ \rho_2 \cdot 1 & \left(\arctg \frac{y_2}{x_2}\right)^2 & \left(\arctg \frac{y_2}{x_2}\right)^4 \\ 1 & \left(\arctg \frac{y_2'}{x_2'}\right)^2 & \left(\arctg \frac{y_2'}{x_2'}\right)^4 \end{vmatrix}}. \quad (3.55)$$

Таким образом, используя предложенный алгоритм, можно рассчитать коэффициенты полиномов, аппроксимирующих освещенную и теневую поверхности линзового коллиматора.

Как уже говорилось ранее, предложенный алгоритм может быть относительно легко расширен для определения любого количества точек освещенной и теневой поверхности.

Определение начальных значений координат точек

Поскольку функции (3.33), (3.40), (3.47) являются нелинейными и не монотонными, для них возможно существование нескольких экстремумов. Следовательно, для поиска решения численным методом необходимо начальное приближение – примерные координаты точек освещенной и теневой поверхностей, уточнение которых обеспечит выполнение равенств из системы (3.17). Очевидно, что начальное приближение, а также координаты точек, поверхностей линзового коллиматора должны удовлетворять ограничениям (3.34), (3.41), (3.48).

В качестве начального приближения могут быть использованы координаты точек пересечения освещенной и теневой поверхностей линзового коллиматора и главной оптической оси [173,174]. Они определяют толщину линзового коллиматора [175]. Ее не сложно найти, предположив, что луч, падающий на освещенную поверхность линзы в точке ее пересечения с главной оптической осью, после преломления распространяется вдоль главной оптической оси.

Для этого ограничимся двумя коэффициентами степенного ряда в (1.11). Тогда уравнения освещенной и теневой поверхностей в полярной системе координат примут вид:

$$\begin{cases} \rho_{осв}(\theta) = \rho_1(1 + A_1 \theta^2); \\ \rho_{тен}(\theta) = \rho_2(1 + A_2 \theta^2). \end{cases} \quad (3.56)$$

Зная две точки освещенной и две точки теневой поверхности, можно аналитически определить коэффициенты, входящие в уравнения поверхностей. В качестве этих точек можно использовать одну из вершин линзы и точки пересечения главной оптической оси с освещенной и теневой поверхностями линзы – рис. 3.6.

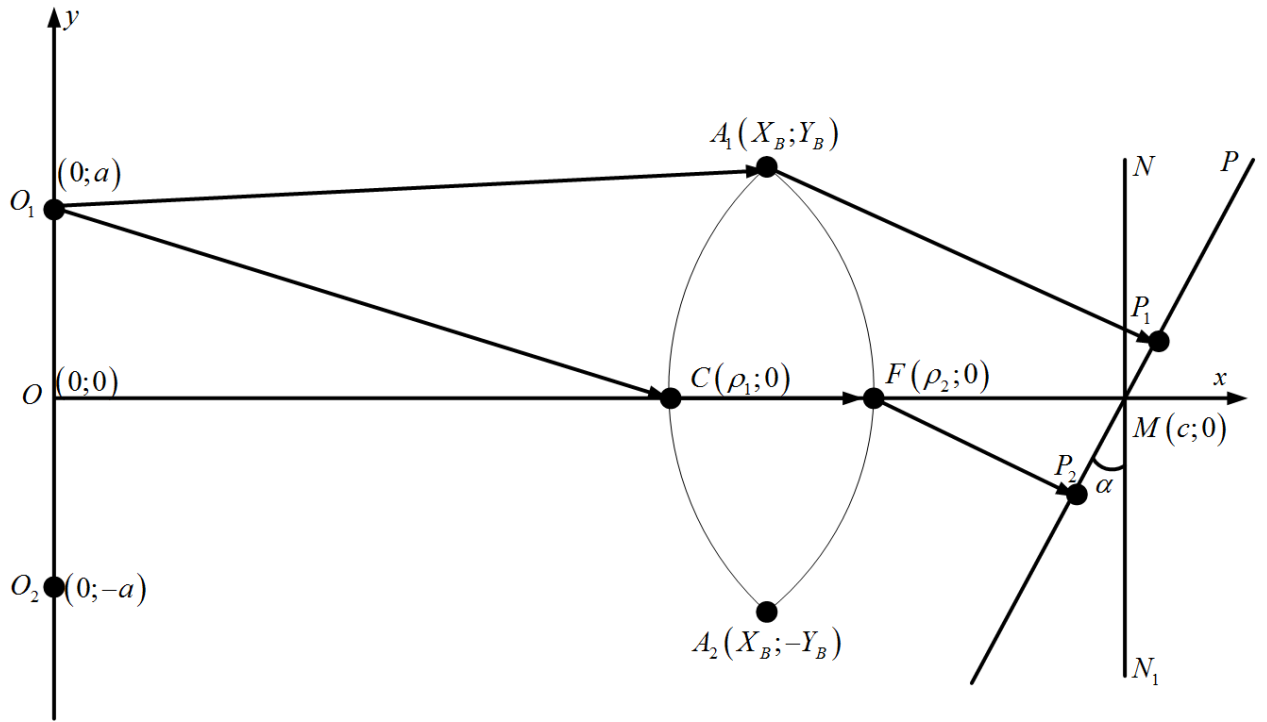


Рисунок 3.6 – Ход лучей в бифокальном линзовом коллиматоре при определении его толщины

Координаты вершины в полярной системе координат:

$$\begin{cases} \rho(\theta_B) = \sqrt{X_B^2 + Y_B^2}; \\ \theta_B = \arctg \frac{Y_B}{X_B}. \end{cases} \quad (3.57)$$

Подставив (3.57) в (3.56), можно получить коэффициенты A_1 и A_2 :

$$\begin{cases} A_1 = \frac{\sqrt{X_B^2 + Y_B^2} - \rho_1}{\rho_1 \left(\arctg \frac{Y_B}{X_B} \right)^2}; \\ A_2 = \frac{\sqrt{X_B^2 + Y_B^2} - \rho_2}{\rho_2 \left(\arctg \frac{Y_B}{X_B} \right)^2}. \end{cases} \quad (3.58)$$

Неопределенными остаются коэффициенты ρ_1 и ρ_2 , задающие расстояние от оси, на которой расположены облучатели до освещенной и теневой поверхности линзы, соответственно.

Для нахождения этих коэффициентов используем условие равенства электрических длин лучей, проходящих через одну из вершин линзы и точку освещенной поверхности линзового коллиматора, лежащую на главной оптической оси. Для линзы, изображенной на рис. 3.6 можно записать:

$$(O_1A_1 + A_1P_1)k_1 = O_1C \cdot k_1 + CF \cdot k_2 + FP_3 \cdot k_1. \quad (3.59)$$

где O_1A_1 – луч, направленный из облучателя O_1 с координатой $(0;a)$ к верхнему краю линзы $A_1 (X_B; Y_B)$; A_1P_1 – луч, преломленный в точке $(X_B; Y_B)$; k_1 – волновое число, рассчитанное для среды, в которой расположен коллиматор; O_1C – луч, направленный из облучателя с координатой $(0;a)$ и претерпевающий преломление на границе раздела сред в точке освещенной поверхности линзы C с координатой $(\rho_1; 0)$; CF – луч, преломленный на освещенной поверхности линзы в точке $(\rho_1; 0)$, и претерпевающий повторное преломление на теневой поверхности линзы в точке $(\rho_2; 0)$, FP_3 – луч, преломленный в точке $G (x_2; -y_2)$ и принадлежащий прямой, моделирующей фазовый фронт; k_2 – волновое число материала линзы.

Аналогично можно записать условие равенства электрических длин лучей и для второго облучателя с координатой $(0;-a)$. Эти выражения равносильны.

Определим длины лучей, входящие в (3.59).

Луч 3 падает на поверхность линзы под некоторым углом. Длина луча может быть определена из геометрии линзы:

$$O_1C(\rho_1) = \sqrt{\rho_1^2 + a^2}. \quad (3.60)$$

Далее, луч преломляется под некоторым углом. С целью упрощения математических записей предположим, что после преломления он будет равен нулю, то есть длина преломленного луча CF внутри линзы равна толщине линзы:

$$CF(\rho_1, \rho_2) = \rho_2 - \rho_1. \quad (3.61)$$

Из-за данного упрощения, такой метод определения коэффициентов можно считать справедливым только при преломлении луча в оптически более

плотную среду. Рассмотренный упрощенный метод позволяет рассчитывать поверхности бифокальных линз, изготовленных из материалов с высоким значением коэффициента преломления. Линзы, рассчитанные с этим допущением и выполненные из материалов с низким коэффициентом преломления, не обеспечивают качественной фокусировки.

Таким образом, данный луч проходит расстояние от выбранной точки освещенной поверхности $(\rho_1; 0)$ до точки теневой поверхности $(\rho_2; 0)$. Это справедливо, если преломление происходит в оптически значительно более плотной среде. Иначе, подобное упрощение может приводить к существенным погрешностям при определении теневой и освещенной поверхностей линзы.

Найдем длину луча FP_3 . Для этого достаточно найти значение модуля левой части нормального уравнения прямой P , описывающей фазовый фронт в интересующей нас точке $(\rho_2; 0)$ [144].

Аналогично (3.25) – (3.30):

$$FP_3(\rho_2) = \cos(\alpha) \cdot (c - \rho_2). \quad (3.62)$$

Длины лучей O_1A_1 , и A_1P определяем согласно (3.19) – (3.20).

Подставив выражения (3.19), (3.20), (3.60) – (3.62), определяющие длины лучей в (3.59), получим уравнение с двумя неизвестными ρ_1 и ρ_2 :

$$\begin{aligned} & \left(\sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2} + (c - X_B + Y_B \operatorname{tg}(\alpha)) \cos(\alpha) \right) k_1 = \\ & = \sqrt{\rho_1^2 + a^2} k_1 + (\rho_2 - \rho_1) k_2 + \cos(\alpha) (c - \rho_2) k_1. \end{aligned} \quad (3.63)$$

Корни этого уравнения определяют искомые коэффициенты ρ_1 , ρ_2 .

Представим уравнение в виде функции $\rho_2(\rho_1)$ [176]:

$$\rho_2(\rho_1) = \frac{\left(\sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2} - X_B \cos(\alpha) + Y_B \sin(\alpha) - \sqrt{\rho_1^2 + a^2} \right) k_1 + k_2 \cdot \rho_1}{k_2 - k_1 \cos(\alpha)}. \quad (3.64)$$

При всех ρ_1 , ρ_2 , удовлетворяющих (3.64), разность хода лучей будет нулевой. Область определения и область значений функции $\rho_2(\rho_1)$ определяются уравнением эллипса краев и требованием, чтобы ρ_1 и ρ_2 лежали по разные стороны от кривой эллипса:

$$\begin{cases} 0 < \rho_1 < a \cdot \operatorname{ctg} \alpha; \\ a \operatorname{ctg} \alpha < \rho_2 < c. \end{cases} \quad (3.65)$$

При любых значениях ρ_1 и ρ_2 рассчитанных по формуле (3.61) и удовлетворяющих неравенствам (3.62), уравнение (3.59) обращается в верное тождество, значит электрические длины лучей, проходящих через одну из вершин линзы и ее центр, будут равны. Все пары величин ρ_1 и ρ_2 , удовлетворяющие (3.64)-(3.65) равнозначны и определяют поверхности линзового коллиматора. От выбора пары коэффициентов зависит лишь кривизна освещенной и теневой поверхностей.

Полученное аналитическое соотношение позволяет определить по два коэффициента полиномов, аппроксимирующих поверхности бифокальной линзы. Соотношение было получено в предположении, что направление луча после преломления на освещенной поверхности линзы совпадает с главной оптической осью линзы. Это позволяет приближенно рассчитать два коэффициента (ρ_1 и A_1) для освещенной поверхности, и два коэффициента (ρ_2 и A_2) для теневой поверхности. Полученные величины могут быть использованы в качестве начального приближения при численном решении уравнений (3.33), (3.40), (3.47), позволяющей определить координаты точек, принадлежащих освещенной и теневой поверхностям линзового коллиматора.

Проанализируем полученную зависимость $\rho_2(\rho_1)$. Для этого найдем производную (3.64):

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \rho_2(\rho_1)}{\partial \rho_1} = \\
& = \left(\frac{k_1 \sqrt{X_B^2 + (Y_B - a)^2} - k_1 X_B \cos(\alpha) + k_1 Y_B \sin(\alpha)}{k_2 - k_1 \cos(\alpha)} + \frac{k_2 \rho_1 - k_1 \sqrt{\rho_1^2 + a^2}}{k_2 - k_1 \cos(\alpha)} \right)' = \\
& = \frac{k_2}{k_2 - k_1 \cos(\alpha)} - \frac{k_1 \rho_1}{(k_2 - k_1 \cos(\alpha)) \sqrt{\rho_1^2 + a^2}} = \frac{k_2 \sqrt{\rho_1^2 + a^2} - k_1 \rho_1}{(k_2 - k_1 \cos(\alpha)) \sqrt{\rho_1^2 + a^2}} = \\
& = \frac{k_2 (\rho_1^2 + a^2) - k_1 \rho_1 \sqrt{\rho_1^2 + a^2}}{(k_2 - k_1 \cos(\alpha)) (\rho_1^2 + a^2)} = \frac{1}{(k_2 - k_1 \cos(\alpha))} \left(k_2 - \frac{k_1 \rho_1}{\sqrt{\rho_1^2 + a^2}} \right). \tag{3.66}
\end{aligned}$$

Проанализируем, как выглядит график производной – рис. 3.7-3.8. Из графиков можно заметить, что при некотором пороговом значении $\rho_1 = \rho$ и при превышении порога ($\rho_1 > \rho$) производная становится равной 1, а, значит, угол наклона касательной функции $\rho_2(\rho_1)$ в точке становится равным примерно 45° . То есть для таких значений $\rho_1 > \rho$ зависимость $\rho_2(\rho_1)$ можно аппроксимировать прямой. Это означает, что при $\rho_1 > \rho$ толщина линзы не изменяется, изменяются только координаты точек, в которых освещенная и теневая поверхности пересекают главную оптическую ось. Пороговое значение уменьшается с ростом коэффициента преломления, что объясняется тем, что линзовые коллиматоры, изготавливаемые из материалов с низким значением коэффициента преломления, используются на больших фокусных расстояниях.

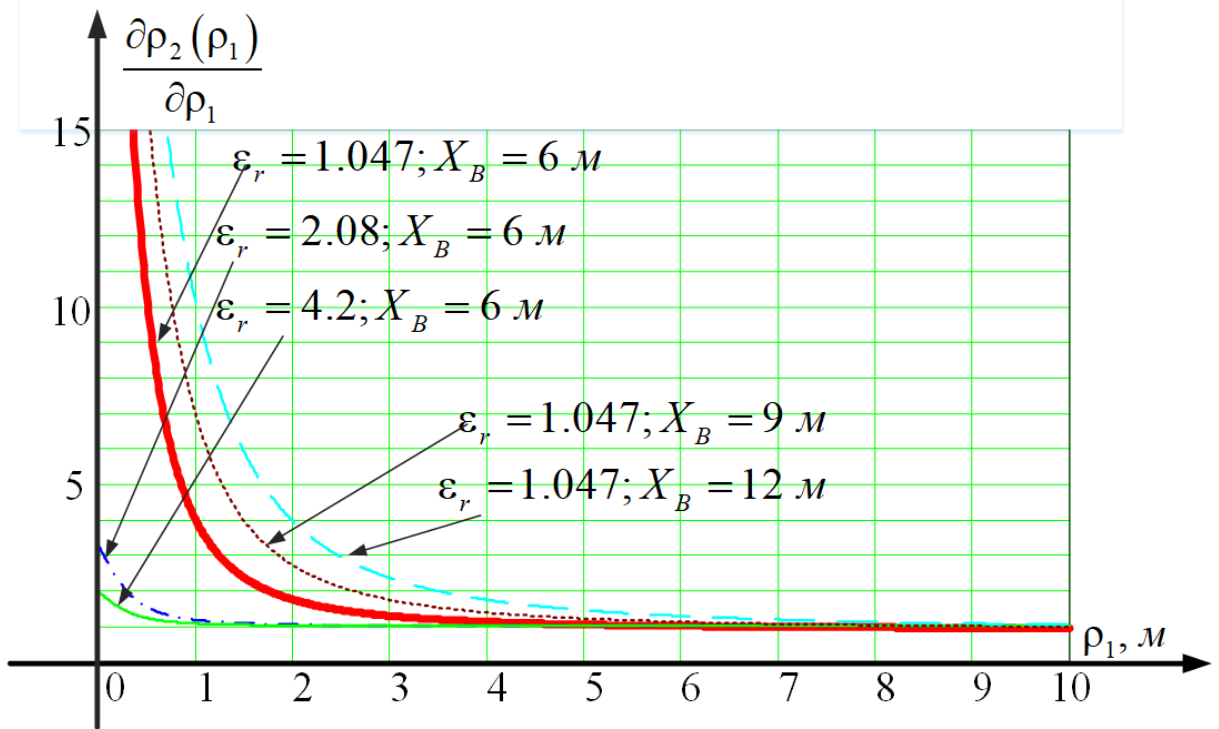


Рисунок 3.7 – График производной $\frac{\partial \rho_2(\rho_1)}{\partial \rho_1}$ при $Y_B=0.5 M, \alpha=5^\circ$

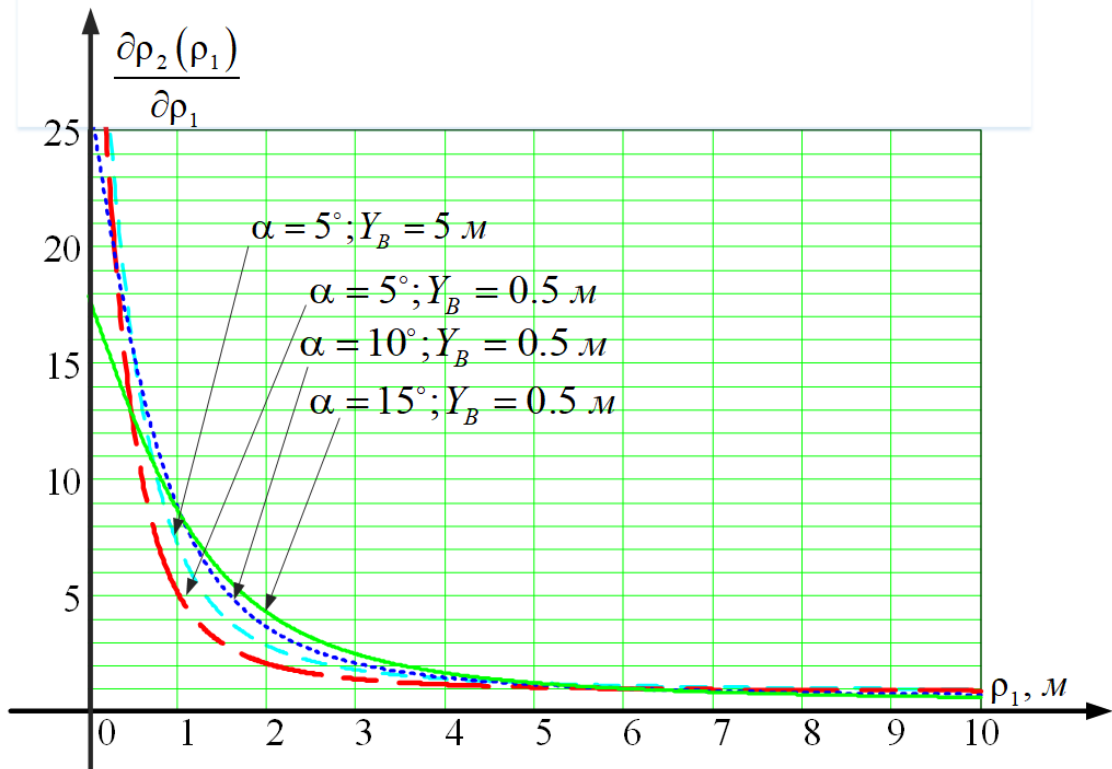


Рисунок 3.8 – График производной $\frac{\partial \rho_2(\rho_1)}{\partial \rho_1}$ при $X_B=6 M, \epsilon_r=1.047$

3.3 Оценка фазового фронта, формируемого бифокальным линзовым коллиматором

3.3.1 Алгоритм определения поверхности бифокального линзового коллиматора

Таким образом, в подразделе 3.1 в аналитическом виде записаны соотношения, выполнение которых является необходимым условием для синтеза физически реализуемого бифокального линзового коллиматора. В подразделе 3.2 предложен метод определения освещенной и теневой поверхности линзы. Все это позволяет сформулировать алгоритм синтеза бифокального линзового коллиматора.

1. Задать начальные параметры: размер антенны, для которой рассчитывается коллиматор (R); фокусное расстояние (X_B), относительную диэлектрическую проницаемость материала коллиматора (ε_r); расстояние от главной оптической оси до точки фокуса (a), исходя из требуемого диапазона перемещения облучателя.

2. Для устранения краевых эффектов и с учетом требований геометрической теории дифракции [1,24,27,135,138], определить координаты верхней точки линзового коллиматора: $Y_B \approx 1.2 \cdot R$.

3. По соотношению (3.5) с учетом требований неравенств (3.8) – (3.15) определить недостающие для синтеза линзового коллиматора параметры: α – угол наклона фазового фронта в раскрыве коллиматора; s – параметр, определяющий кривизну эллипса равных краев; c – расстояние от коллиматора до раскрыва антенны.

4. По соотношению (3.64) определяем начальные значения параметров ρ_1 и ρ_2 . Эти значения определяют примерные координаты одной точки освещенной поверхности и одной точки теневой (точки C и F на рис. 3.5).

5. Используя полученные в п.4 значения ρ_1 и ρ_2 в качестве начального приближения, найти решение уравнения (3.32) с использованием любого

численного метода. Результатом решения будут точные координаты двух точек (по одной для освещенной и теневой поверхностей). На рисунке 3.5 точки: C с координатами $(\rho_1; 0)$ и G с координатами $(x_2; -y_2)$.

6. Определить координаты точки E на рисунке 3.5: $(x_2; y_2)$.

7. Найти решение уравнения (3.39) с использованием любого численного метода. Результатом решения будут координаты точки B освещенной поверхности линзы. Они обозначены (x_1, y_1) на рис. 3.5.

8. Определить координаты точки D на рисунке 3.5: $(x_1; -y_1)$.

9. Найти решение уравнения (3.46) с использованием любого численного метода. Результатом решения будут координаты точки H освещенной поверхности линзы. Они обозначены $(x'_2, -y'_2)$ на рис. 3.5.

10. Определить коэффициенты полиномов, аппроксимирующих освещенную поверхность линзового коллиматора по соотношениям (3.51) – (3.52), теневую – по (3.53) – (3.55).

11. Путем подстановки найденных коэффициентов в (1.11) определить освещенную и теневую поверхности бифокального линзового коллиматора.

3.3.2 Расфокусировка бифокального линзового коллиматора

По предложенному алгоритму синтезируем гипотетический бифокальный линзовый коллиматор. Его исходные параметры с учетом условий физической реализуемости приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Исходные параметры бифокального коллиматора

Название	Обозначение	Значение
Радиус коллиматора, (м)	Y_B	0.5
Фокусное расстояние, (м)	X_B	9
Относительная диэлектрическая проницаемость	ε_r	1.047
Расстояние от главной оптической оси до точки фокуса, (м)	a	0.63
Угол наклона фазового фронта в раскрыве, (град)	α	4
Параметр, характеризующий кривизну эллипса краев	s	0.014
Расстояние вдоль главной оптической оси от точки фокуса до исследуемой антенны, (м)	c	9.2

По исходным параметрам с использованием алгоритма синтеза определены коэффициенты степенных полиномов, аппроксимирующих освещенную и теневую поверхности линзового коллиматора. Они приведены в таблице 3.2. Поверхности, образованные этими полиномами, представлены на рис. 3.9.

Таблица 3.2 – Коэффициенты аппроксимирующих полиномов

Освещенная поверхность		Теневая поверхность	
Коэффициент	Значение	Коэффициент	Значение
ρ_1	8.577	ρ_2	9.112
A_1	23.471	A_2	0.965
B_1	-2255	B_2	-1448

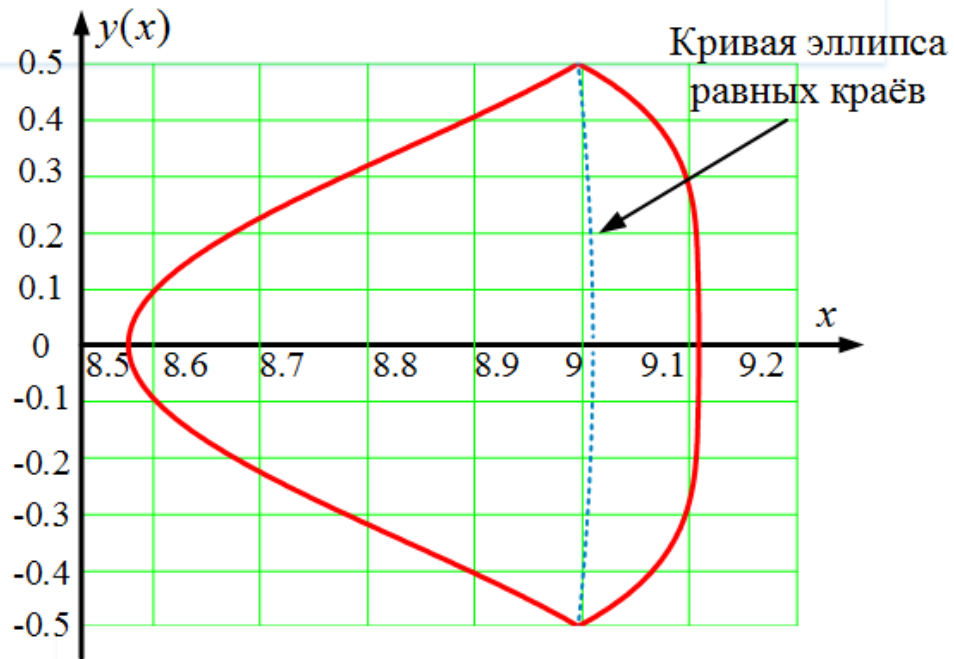


Рисунок 3.9 – Теневая и освещенная поверхности рассчитанного бифокального линзового коллиматора

Для рассчитанного линзового коллиматора проведена оценка фазового фронта и его искажений, вызванных перемещением облучателя из точки фокуса в направлении поперечном главной оптической оси. Формы фазовых фронтов приведены на рисунке 3.10. Значение максимальной фазовой ошибки ($\Delta\phi_{\max}$), а также интегральных ошибок, характеризующих искажение диаграммы направленности (Δ), ее главного ($\Delta_{ГЛ}$) и боковых лепестков ($\Delta_{БЛ}$) исследуемой антенны для равноамплитудного распределения поля по апертуре приведены в таблице 3.3.

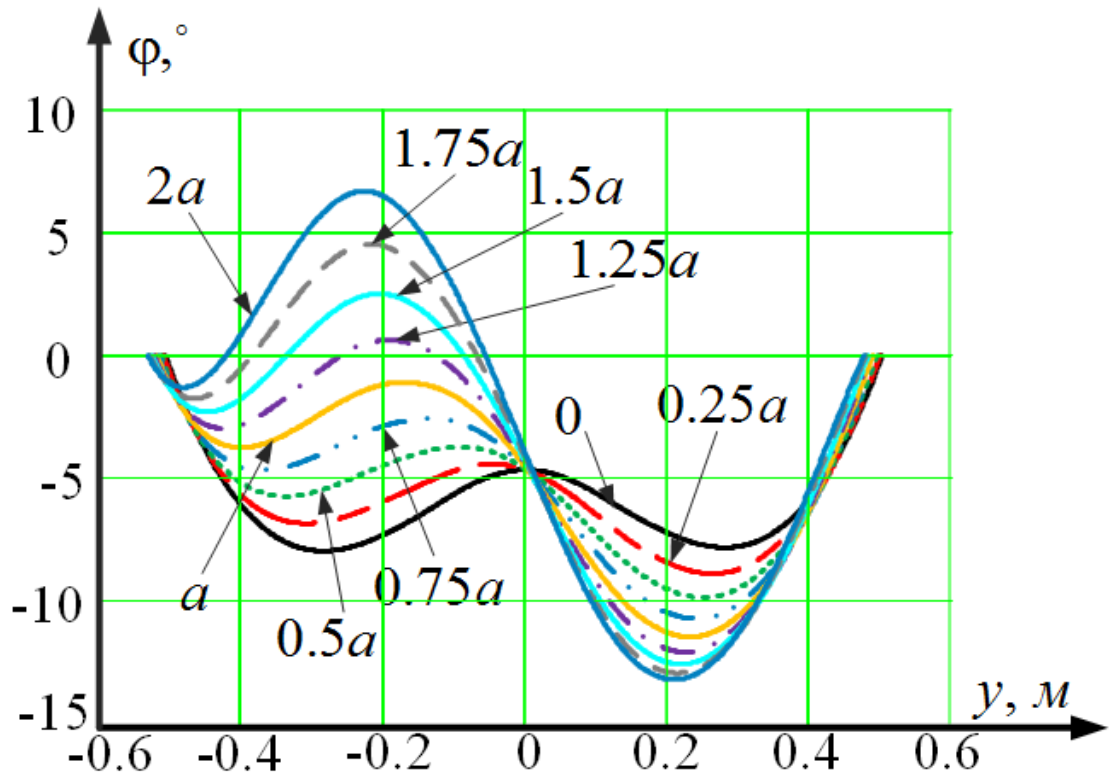


Рисунок 3.10 – Фазовые фронты в раскрыве линзового коллиматора при отклонениях облучателя поперек главной оптической оси

Таблица 3.3 – Влияние расфокусировки линзового коллиматора

Координата облучателя	y	$\Delta\phi_{\max}$, град	Значение интегральной ошибки		
			Суммарной $\Delta F_{\Sigma} \cdot 10^4$	В пределах главного лепестка $\Delta F_{2л} \cdot 10^4$	В пределах боковых лепестков $\Delta F_{бок} \cdot 10^4$
2a		19.89	9.641	3.033	6.608
1.75a		17.49	7.588	2.426	5.162
1.5a		15.09	5.720	1.874	3.846
1.25a		12.71	4.083	1.380	2.703
a		11.46	2.696	0.943	1.753
0.75a		10.72	1.566	0.561	1.005
0.5a		9.86	0.729	0.26	0.468
0.25a		8.89	0.212	0.063	0.149
0		7.97	0.048	0.001	0.048

ДНА с использованием линзового коллиматора практически соответствует ДНА в дальней зоне. Это позволяет говорить о достоверности разработанного в подразделе 3.2 метода.

Таким образом, выполнена реализация алгоритма расчета поверхностей бифокального линзового коллиматора и произведен расчет его поверхностей из материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости. Для него рассчитан фазовый фронт и оценены искажения диаграммы направленности. Установлено, что для рассчитанного коллиматора возможно перемещение облучателя в направлении поперек главной оптической оси в диапазоне $\pm 2 \cdot a$. При этом величина фазовой ошибки не превысит 22.5 градусов, интегральная ошибка, характеризующая искажения диаграммы направленности, будет менее $9.6 \cdot 10^{-4}$, что практически соответствует ДН в дальней зоне. Это позволяет говорить о достоверности разработанного ранее метода.

ВЫВОДЫ К РАЗДЕЛУ 3

Итогами данного раздела является следующее:

1. Получены условия, накладываемые на параметры бифокального линзового коллиматора, выполнения которых необходимо для его физической реализуемости.
2. Предложен метод определения коэффициентов степенных полиномов, аппроксимирующих теньевую и освещенную поверхности линзового коллиматора. Основа метода – обеспечение равенства электрических длин лучей, проходящих через линзовый коллиматор в разных точках. Для каждого луча записано выражение, определяющее его электрическую длину в зависимости от координат точек теневого и освещенной поверхности. Их решением являются координаты точек. Записаны выражения, позволяющие по известным координатам трех точек освещенной и теневого

поверхности определить по три коэффициента полиномов, аппроксимирующих поверхности бифокального линзового коллиматора.

3. Получено аналитическое выражение, позволяющее определить толщину бифокального линзового коллиматора.

4. Сформулирован алгоритм определения поверхностей бифокального линзового коллиматора. С его использованием рассчитан гипотетический линзовый коллиматор из материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости. На его примере установлено, что величина фазовой ошибки в раскрыве коллиматора слабо зависит от положения облучателя в пределах $\pm 2 \cdot a$.

4 ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ

В разделе 2 рассмотрены вопросы использования одноповерхностных радиолинз в задачах полунатурного моделирования при перемещении облучателя из точки фокуса. Показано, что такие радиолинзы, изготовленные из газонаполненных материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, допускают перемещение облучателя в небольшой окрестности от точки фокуса. Для расширения диапазона углов сканирования облучателя предложено перейти к бифокальным радиолинзам. Вопросы расчета освещенной и теневой поверхностей таких устройств, а также оценка области сканирования облучателя приведены в разделе 3.

Вместе с тем, открытыми остаются вопросы практического применения полученных теоретических результатов. Не описана технология изготовления радиолинз из газонаполненных материалов. Не приведены примеры их экспериментальной апробации. Это определяет задачи, решаемые в разделе.

4.1 Вопросы изготовления радиолинз из газонаполненных материалов

Газонаполненные материалы относят к классу композитов. Их структура представляет собой систему, состоящую из твердой и газообразной фаз. Эти материалы подразделяют на две группы: пенопласты и поропласты.

Пенопласты имеют ячеистую структуру. Их поры изолированы друг от друга полимерной прослойкой. В качестве материала для изготовления радиолинз они не очень удобны. Ячеистая структура приводит к неоднородностям материала. Полимерная прослойка, разделяющая поры друг от друга, будет являться источником многократных переотражений, приводящих в конечном счете к искажению амплитудно-фазового распределения в раскрыве радиолинзы.

Поропласты имеют открыто-пористую структуру. В процессе производства гранулы полистирола подвергаются воздействию высокого давления и температуры. Катализатором служит специальное вещество для вспенивания. Обычно это смесь, состоящая из двуокиси углерода и легкого

фреона. Полученная пышная масса, напоминающая хорошо взбитые сливки, выдавливается из экструзионной установки наружу. Через некоторое время фреон улетучивается, а на его место в ячейки поступает воздух. Ячейки поропластов свободно сообщаются друг с другом и окружающей средой. Благодаря экструзии изготавливаемый материал имеет мелкопористую структуру. Размер ячеек составляет от 0.1 до 0.2 миллиметра, внутри материала они расположены равномерно. Это делает материал удобным при производстве радиолинз:

1. Материал однороден, отсутствуют внутренние переотражения.
2. Возможность изменять плотность материала. Она напрямую определяет относительную диэлектрическую проницаемость среды. Для газонаполненного материала она определяется проницаемостью полимера и воздуха. Диэлектрическая проницаемость газонаполненного материала может регулироваться степенью вспененности полимера.

3. Легкая обработка. Как правило, такие материалы могут резаться обычным ножом, либо нагретой струной. Точная форма может быть придана с использованием шлифовальных машин. Материалы не осыпаются и не крошатся, не требуют использования масок и других средств защиты.

4. Длительный срок службы при сохранении параметров.

5. Минимальное впитывание воды. Диэлектрическая проницаемость материала слабо зависит от влажности и температуры в помещении.

6. Низкая плотность материала. Даже при больших габаритах радиолинза имеет малую массу. Это облегчает ее транспортировку, установку.

В качестве примера такого материала можно рассмотреть экструдированный пенополистирол, широко используемый в настоящее время в качестве утеплителя. Материал не дорог, технологичен, доступен. Экструдированный пенополистирол промышленно выпускают в виде плит (листов) различной толщины (от 10 до 120 мм). Типовой размер 600 * 1200 мм.

Одна из основных проблем, встающих при изготовлении радиолинзы из листов диэлектрика, заключается в соединении листов в единую форму.

Очевидно, что использование традиционных материалов (металлических болтов, шурупов) при этом недопустимо – они являются отражающими элементами. Возможны следующие варианты сбора линзы из листов диэлектрика:

1. Склеивание листов (рис. 4.1. а). Листы приклеиваются друг к другу с помощью клея. К достоинствам можно отнести надежность крепления. Недостатки: 1. газонаполненные материалы реагируют и разрушаются в контакте с многими клеями. 2. диэлектрическая проницаемость клея отличается от проницаемости материала. Это приведет к неоднородности диэлектрика в теле линзы.

2. Сборка штифтами (рис. 4.1. б). При этом в теле линзы сверлятся отверстия, в которые вставляются штифты из того же материала, из которого изготовлена линза. К недостаткам можно отнести сложность реализации этого способа для линз большого диаметра.

3. Сборка в диэлектрический короб (рис. 4.1. в). Диэлектрические листы зажимаются в коробе. Линза при этом выполняется с пьедесталом, который и зажимается коробом. Внутренний размер короба равен размеру пьедестала. Он находится за пределами исследуемой антенны и будет слабо влиять на поле в раскрыве. К недостаткам такого способа можно отнести большую массу короба.

Пожалуй, наиболее удобным, технологичным способом является сборка листов диэлектрика в короб. Этот короб может быть выполнен из дерева (фанеры) или пластика. Стяжка короба и листов диэлектрика в нем осуществляется винтами. Этот способ крепления можно использовать только для жестких газонаполненных материалов. Например, экструдированный пенополистирол обладает достаточной жесткостью для использования такого крепления.

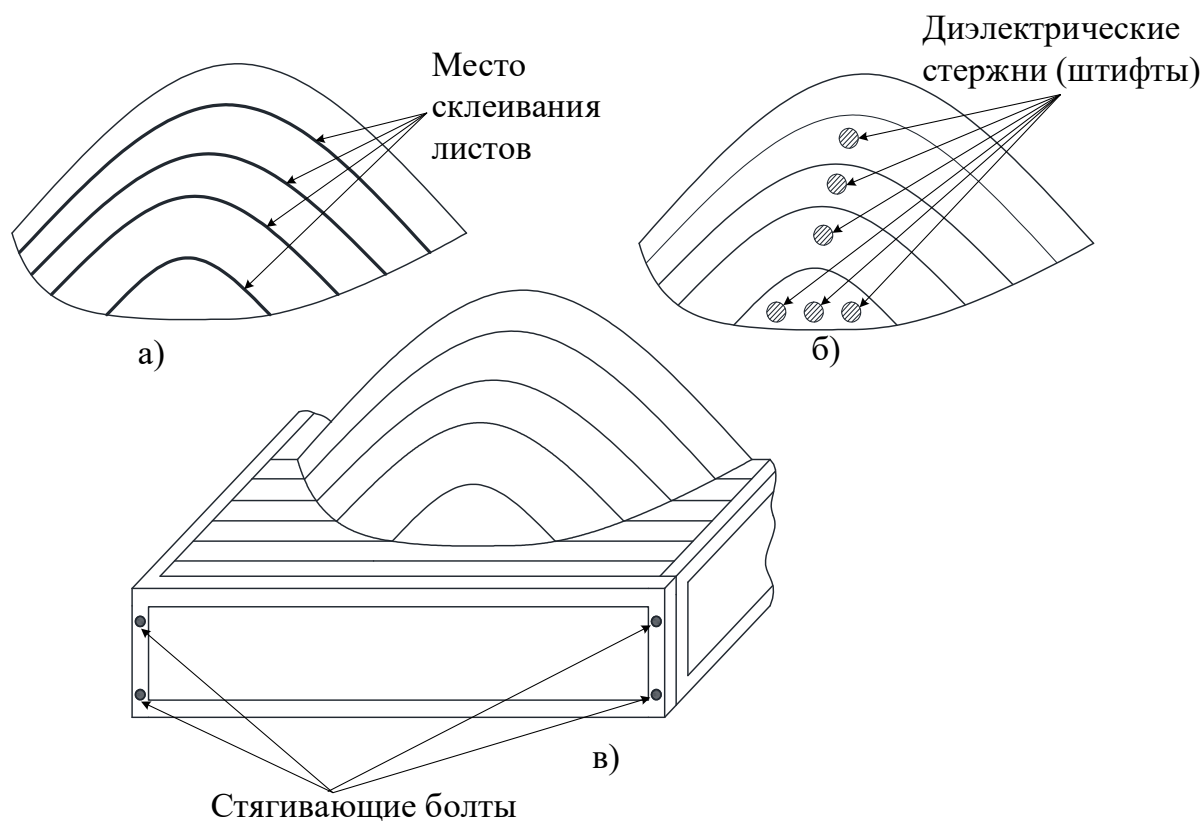


Рисунок 4.1 – Варианты сборки радиолинзы из листов диэлектрика а) клеевое соединение; б) соединение штифтами; в) сборка с помощью диэлектрического короба

На примере одноповерхностной радиолинзы опишем последовательность действий, выполнив которую можно изготовить радиолинзу из листов экструдированного пенополистирола с учетом их формы и геометрических размеров.

1. Для исследуемой антенны с учетом фокусного расстояния и диэлектрической проницаемости материала рассчитать профиль радиолинзы. Результатом расчета является кривая $y(x)$, определяющая профиль. Поверхность линзы образуется путем вращения рассчитанного профиля вокруг электрической оси.

2. Добавить к рассчитанному профилю пьедестал высотой h . Пьедестал будет использован в качестве крепежного элемента, для сборки радиолинзы из

листов. Его высота должна быть не менее 5 – 10 см для обеспечения прочности крепежа.

3. Разбить полученный профиль радиолинзы на N равных участков шириной Δd , где Δd - толщина используемых листов диэлектрика. Эта процедура эквивалентна дискретизации профиля с шагом Δd . Полученная дискретная поверхность может быть набрана из N листов диэлектрика. Дискретизированный профиль радиолинзы показана на рис. 4.2.

4. Из прямоугольных листов вырезать N заготовок для набора дискретной поверхности. Форма заготовки в области линзы определяется выражением: $y_z(i, x) = y(i \cdot \Delta h) \cdot y(x)$, где i - порядковый номер заготовки. Заготовка должна содержать пьедестал. Форма заготовки изображена на рис. 4.3.

5. Собрать радиолинзу из заготовок, скрепив листы диэлектрика по схеме, изображенной на рис. 4.1. в. При этом профиль линзы будет иметь вид, аналогичный изображенному на рис. 4.2.

6. Убрать излишки материала с заготовок (заштрихованные области на рис. 4.2), сделав профиль линзы гладким. Газонаполненные материалы легко обрабатываются. Кроме того, как показано в разделе 1, требования к точности изготовления профиля радиолинзы из газонаполненных материалов низки. Это позволяет убрать излишки материала, например, с применением ручной шлифовальной машины.

В результате выполнения предложенной последовательности действий будет изготовлена радиолинза, собранная из листов диэлектрика. Пример фрагмента подобной радиолинзы изображен на рис. 4.4.

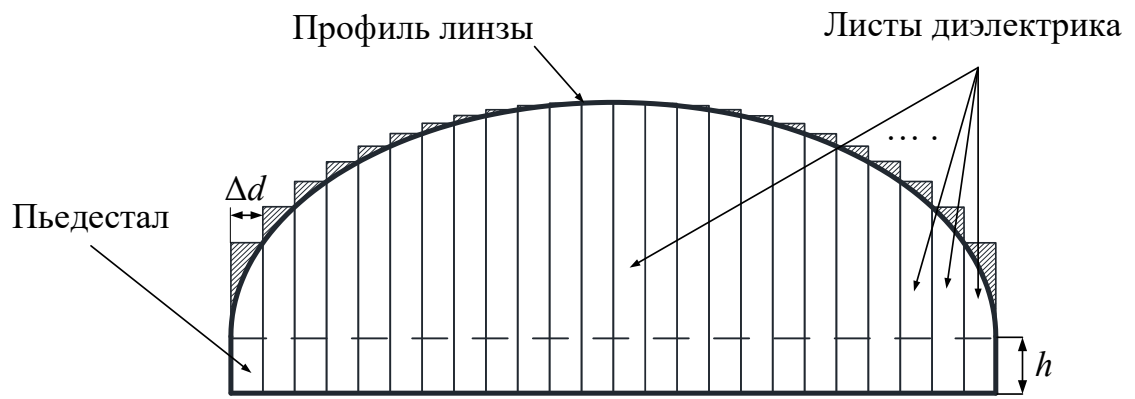


Рисунок 4.2 – Профиль радиолинзы из листов диэлектрика

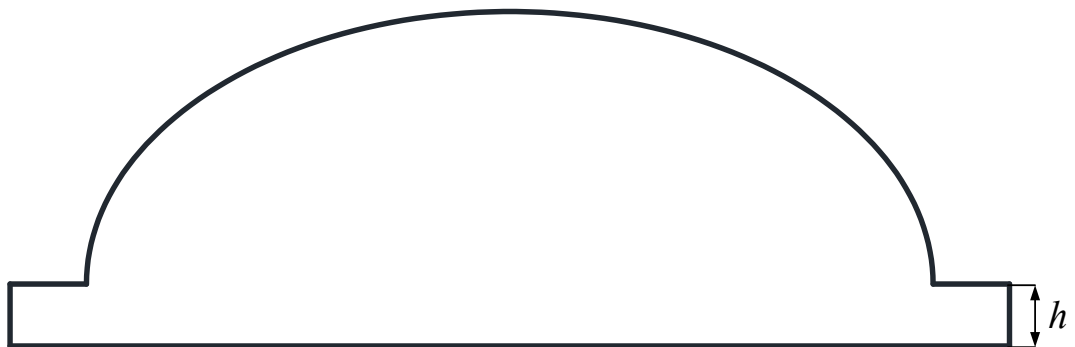


Рисунок 4.3 – Форма заготовки из листа диэлектрика



Рисунок 4.4 – Фрагмент радиолинзы, изготовленный из листов диэлектрика

4.2 Экспериментальные исследования радиолинзы из газонаполненного материала

Рассмотрим вопросы, связанные с практической реализацией радиолинз из газонаполненных материалов.

В рамках договорных работ, проводимых параллельно с настоящими исследованиями, было изготовлено две радиолинзы из экструдированного пенополистирола:

1. Радиолинза диаметром 1.1 метра, фокусное расстояние 25 метров (рис. 4.5);
2. Радиолинза диаметром 0.5 метра, фокусное расстояние 4 метра (рис. 4.6).

Коротко опишем их назначение и основные технические характеристики.



Рисунок 4.5 – Изготовленная радиолинза диаметром 1.1 метра из
экструдированного пенополистирола



Рисунок 4.6 – Радиолинза диаметром 0.5 метра из экструдированного пенополистирола

Радиолинза диаметром 1.1 метра предназначена для использования совместно с антенной диаметром около 1 метра. Ее фокусное расстояние 25

метров. Линза одноповерхностная, с плоской теневой стороной. Расстояние от теневой стороны радиолинзы до апертуры исследуемой антенны составляет 10 см. Назначение – обеспечение дальней зоны для антенны радиолокационной станции X-диапазона при проведении полунатурного моделирования в радиобезэховой камере длиной порядка 30 метров.

Облучатель радиолинзы с целью имитации угловых перемещений формируемого объекта перемещается по угловым координатам в диапазоне углов порядка $\pm 15^\circ$ по азимуту и $\pm 10^\circ$ по углу места.

Радиолинза диаметром 0.5 метра является экспериментальным образцом. Она разработана и изготовлена для экспериментальных исследований амплитудно-фазового распределения в ее раскрыве. Исследования проводились с помощью сканера поля в ближней зоне производства «ТРИМ Сверхширокополосные системы». Исследования проводились для X-диапазона. Укрупненно структура экспериментальной установки приведена на рис. 4.7. В фокусе радиолинзы установлена излучающая рупорная антенна. Фокусное расстояние 4 метра. Радиолинза установлена перед двухкоординатным сканером ближнего поля. Расстояние между плоскостью сканирования и теневой поверхностью радиолинзы 10 см.

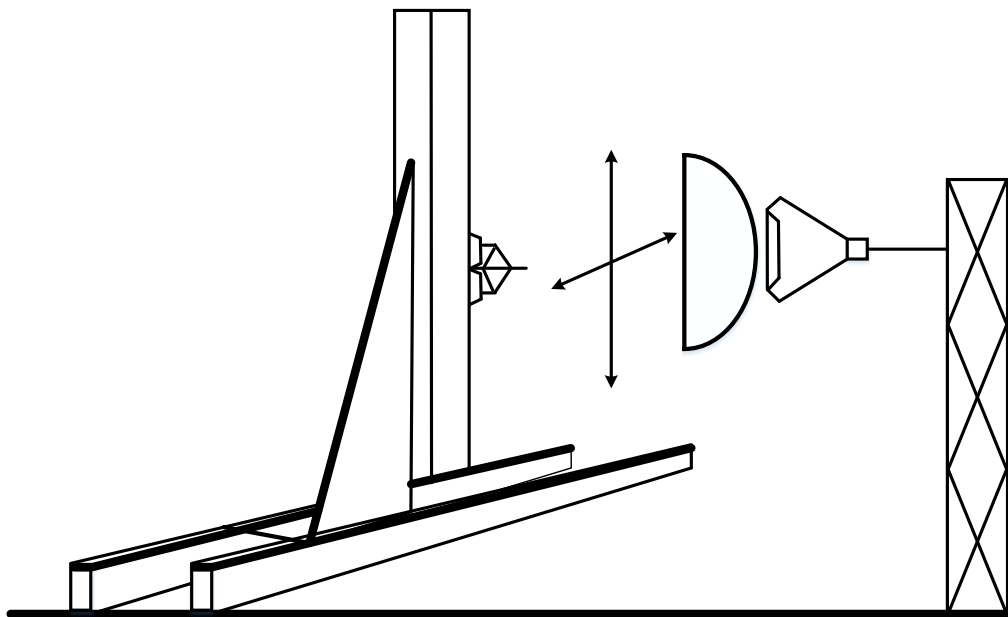


Рисунок 4.7 – Укрупненная структура экспериментальной установки исследования радиолинзы

В результате измерений получено два амплитудно-фазовых распределения: без использования радиолинзы и с ее использованием. Они приведены на рис. 4.8 – объемные фигуры и рис. 4.9 - сечения.

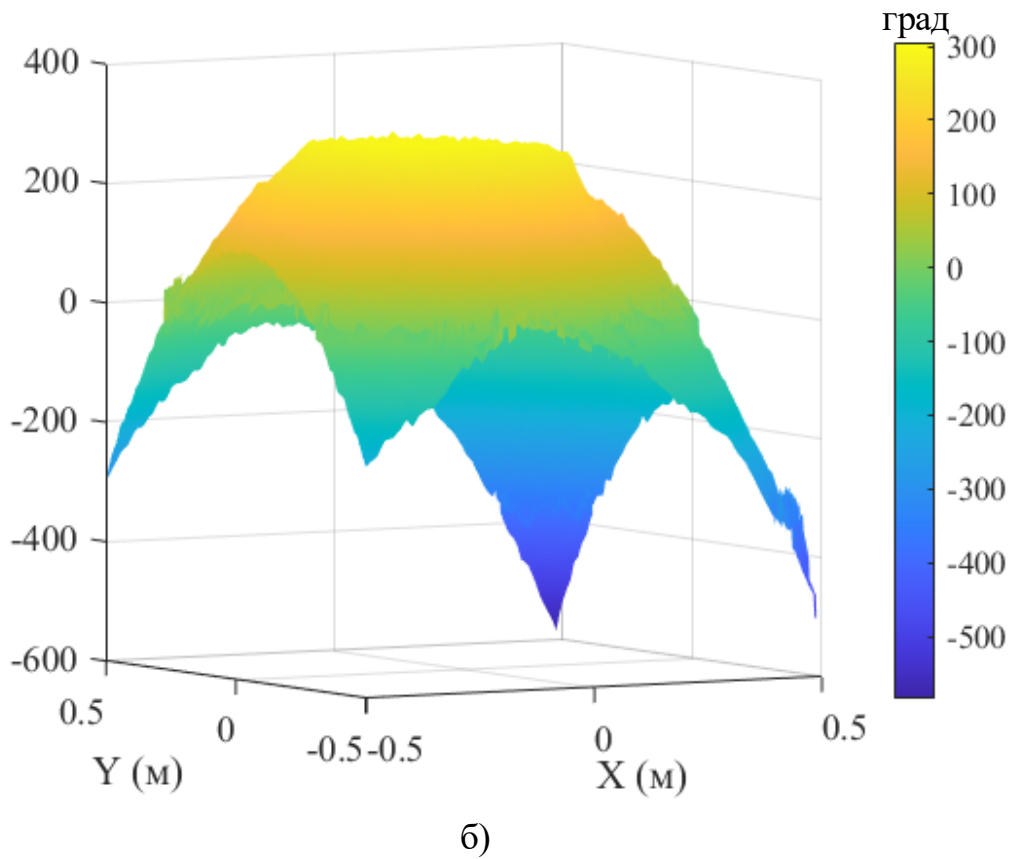
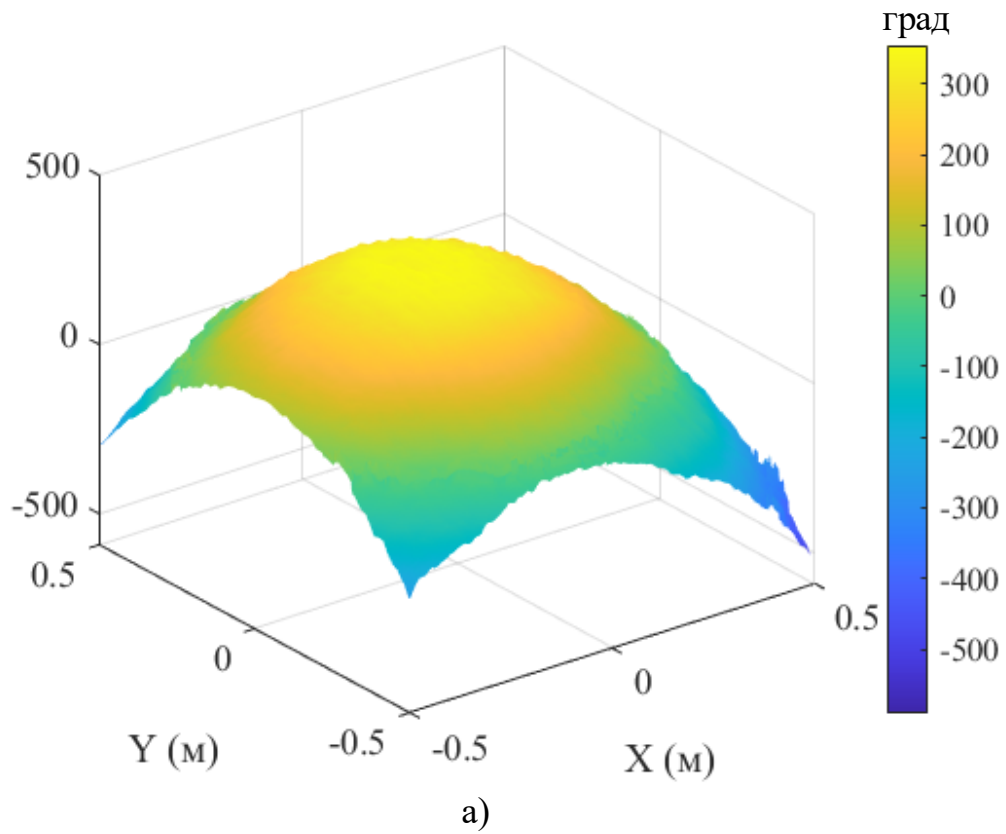


Рисунок 4.8 – Объемная поверхность фазового фронта а) без использования радиолинзы; б) с радиолинзой

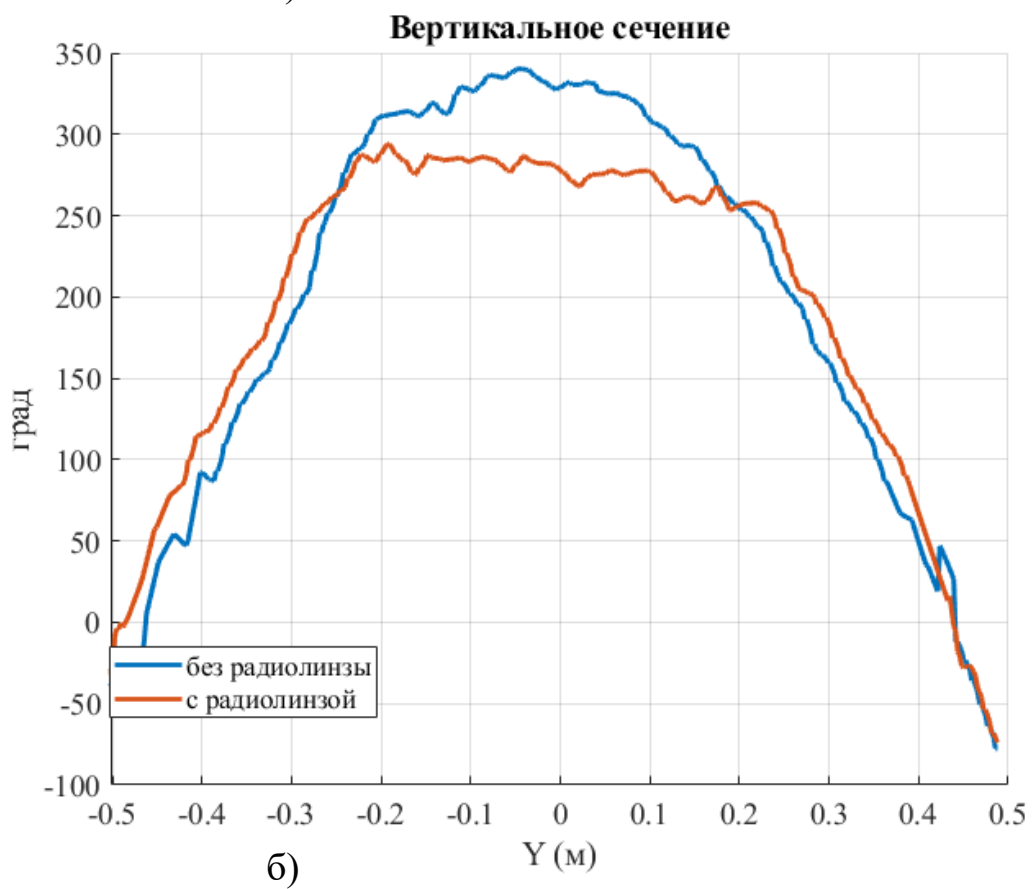
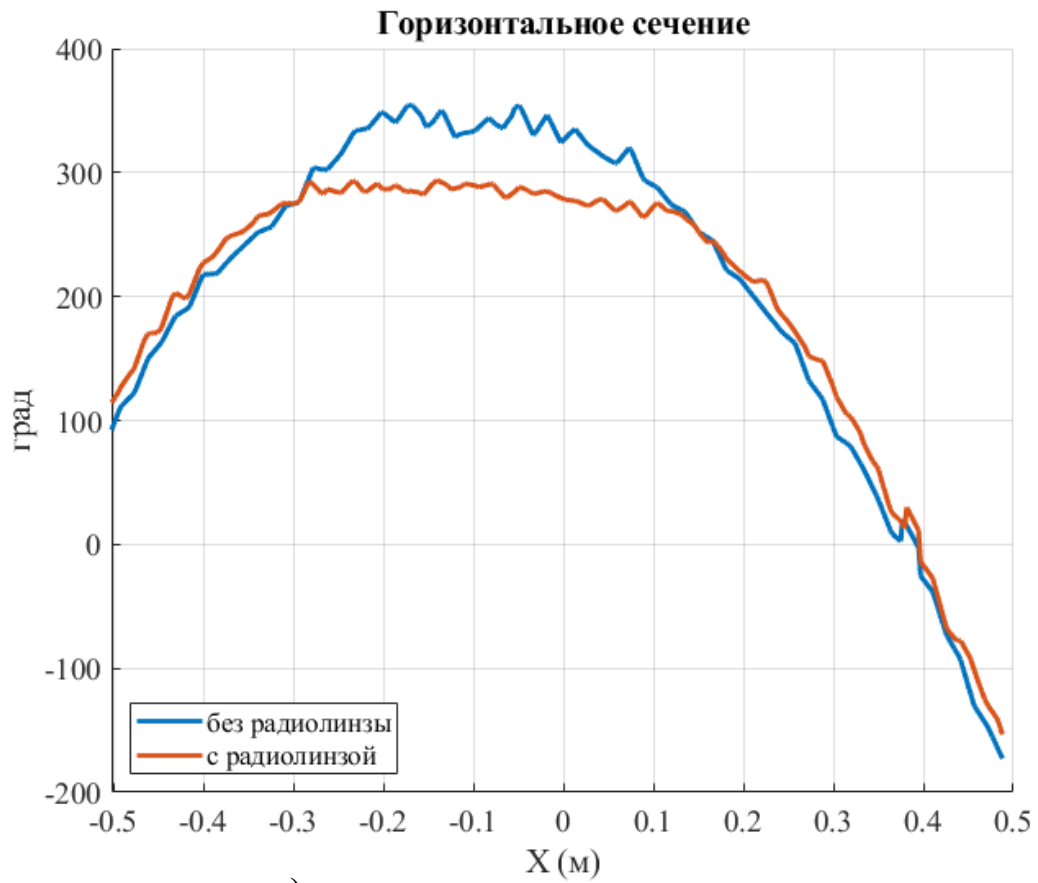


Рисунок 4.9 – Сечения фазового фронта а) горизонтальное; б) вертикальное

Из рисунка видно, что фазовый фронт волны без использования радиолинзы сферический. В пределах области, где будет установлена линза, квадратичная фазовая ошибка составляет порядка 75 градусов. Использование радиолинзы приводит к уплощению фазового фронта в ее раскрыве. Видно, что плоскость фазового фронта в раскрыве радиолинзы имеет наклон — это объясняется не совсем точным позиционированием облучателя в точке фокуса. Фронт в раскрыве линзы флуктуирует. Средне квадратическое отклонение (СКО) флуктуаций фазы составляет 3.5 градусов. Их наличие можно объяснить неоднородностями материала радиолинзы, погрешностями ее изготовления и измерения.

Амплитудное распределение с радиолинзой и без нее одинаково и практически равномерно.

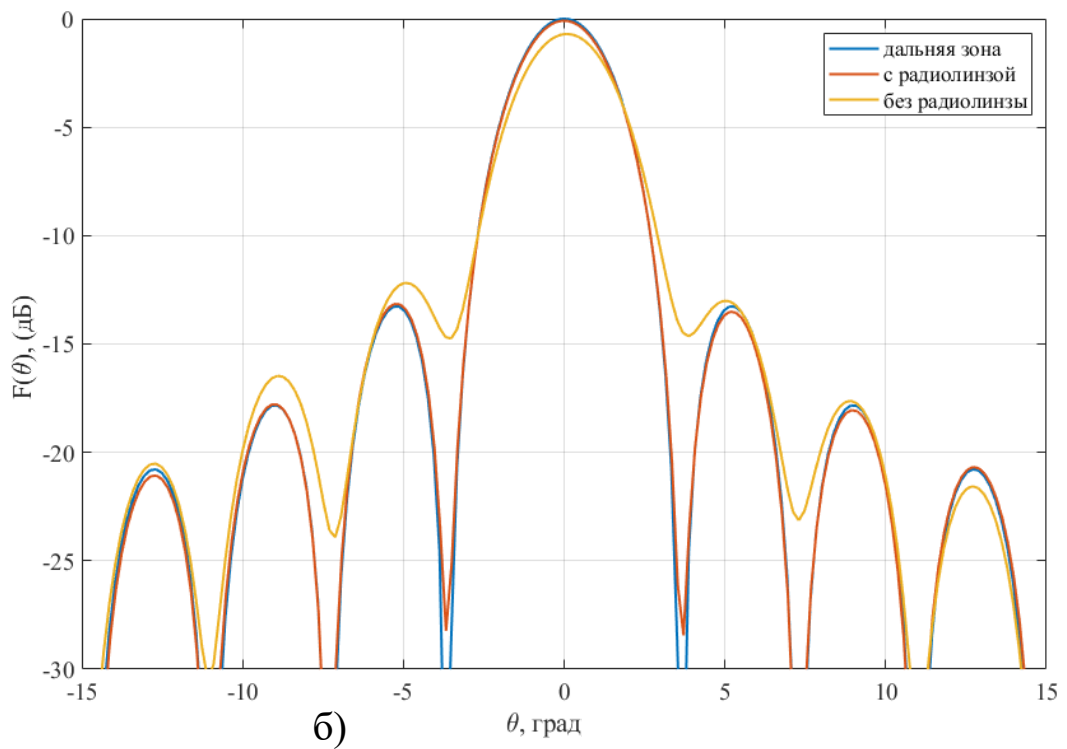
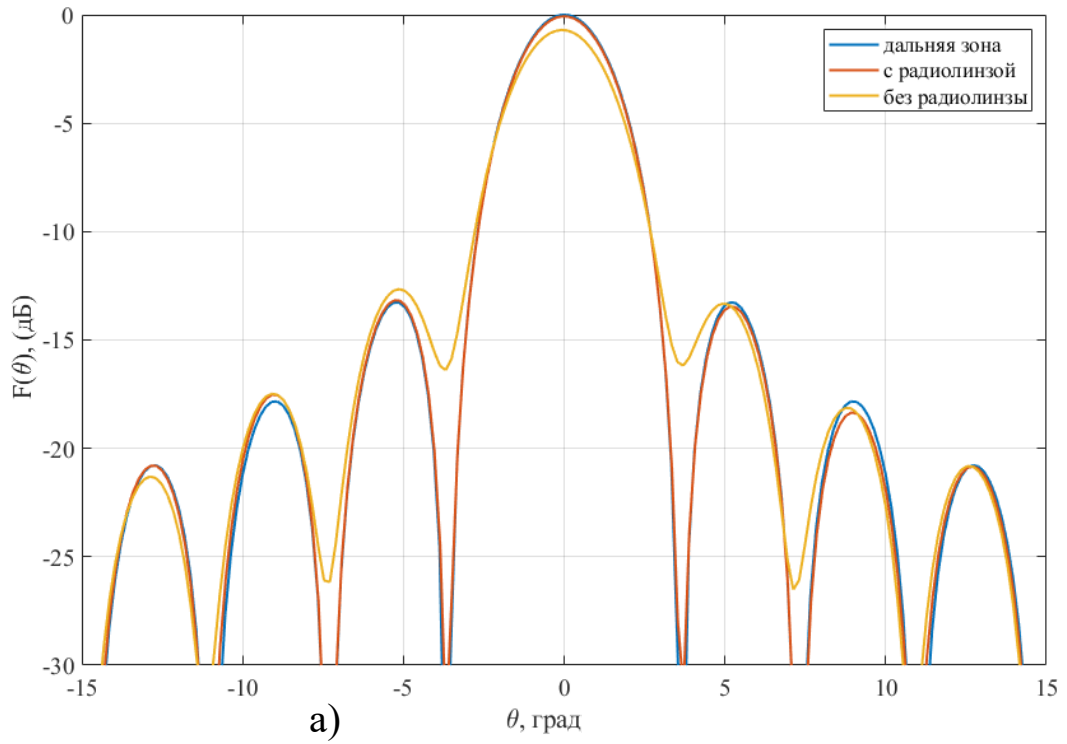


Рисунок 4.10 – Сечения диаграммы направленности для измеренного амплитудно-фазового распределения в раскрыве радилинзы а) вертикальная плоскость; б) горизонтальная плоскость

На рисунке 4.10 приведены сечения диаграмм направленности в вертикальной и горизонтальной плоскостях для дальней зоны, при использовании радиолинзы и без нее. Из рисунков видно, что использование радиолинзы существенно улучшает форму диаграммы направленности. Значения интегральных ошибок для рассмотренных сечений ДН приведены в таблице 4.1. Видно, что при использовании радиолинзы они не превышают пороговых значений, приведенных в таблице 1.6.

Таблица 4.1 – Интегральные ошибки ДН макета радиолинзы

	Без радиолинзы			С радиолинзой		
	Δ_{Σ}	$\Delta_{Гл}$	$\Delta_{Бл}$	Δ_{Σ}	$\Delta_{Гл}$	$\Delta_{Бл}$
Верт.	0.019528	0.011583	0.007945	0.00034602	0.0002109	0.000135
Гориз.	0.014258	0.010286	0.003971	0.0002907	0.000143	0.000147

ВЫВОДЫ К РАЗДЕЛУ 4

Таким образом, по разделу 4 можно сделать следующие выводы.

1. Рассмотрены вопросы изготовления радиолинз из газонаполненных материалов. Сформулирована последовательность действий, необходимых для изготовления радиолинзы с учетом формы выпуска газонаполненных материалов.

2. Проведены экспериментальные исследования радиолинз из газонаполненных материалов. Изготовлено две радиолинзы. Приведены результаты исследований одной из них с помощью сканера электромагнитных полей. Показано, что радиолинзы, изготовленные из газонаполненных материалов, выравнивают фазовый фронт в своем раскрыве. СКО распределения фазы в раскрыве радиолинзы составляет 3.5 градусов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе обоснована возможность использования радиолинз, изготовленных из материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости, для задач полунатурного моделирования объектов, перемещающихся по угловым координатам.

1. Рассмотрены критерии качества фокусировки радиолинз: форма фазового и амплитудного распределений в раскрыве и искажения диаграммы направленности исследуемой антенны. Для них определены предельно допустимые значения ошибок, проявляющихся при расфокусировке радиолинзы.

2. Показано, что использование материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости для изготовления радиолинз, обеспечивает одинаковые амплитудные распределения при параллельной и перпендикулярной поляризациях падающей электромагнитной волны. Для линз из материалов с высоким значением относительной диэлектрической проницаемости амплитудные распределения различны для горизонтальной и вертикальной плоскостей. Это объясняется различием коэффициентов отражения падающей электромагнитной волны для параллельной и перпендикулярной поляризации.

3. При использовании радиолинз для задач полунатурного моделирования, диапазон перемещения ее облучателя необходимо определять исходя из предельно допустимых искажений диаграммы направленности антенны исследуемого устройства. Определение качества фокусировки только по искажению фазового фронта в раскрыве радиолинзы приводит к зауженному диапазону углов сканирования.

4. Сформулированы условия, при выполнении которых возможен синтез физически реализуемого бифокального линзового коллиматора.

5. Предложен метод определения коэффициентов степенных полиномов, аппроксимирующих теньевую и освещенную поверхности линзового коллиматора. Основа метода – обеспечение равенства

электрических длин лучей, проходящих через линзовый коллиматор в разных точках.

Полученные теоретические результаты имеют практическое значение для разработки радиолинз, в том числе, используемых в комплексах полунатурного моделирования объектов, перемещающихся по угловым координатам.

1. Разработан алгоритм определения поверхностей бифокального линзового коллиматора. С его использованием рассчитан гипотетический линзовый коллиматор из материала с низким значением относительной диэлектрической проницаемости. На его примере установлено, что величина фазовой ошибки в раскрыве коллиматора слабо зависит от положения облучателя в пределах $\pm 2 \cdot a$.

2. Рассмотрены вопросы изготовления радиолинз из газонаполненных материалов. Предложен алгоритм изготовления радиолинзы с учетом типовой формы выпуска газонаполненных материалов. Проведены экспериментальные исследования радиолинз из газонаполненных материалов. Показано, что радиолинзы, изготовленные из газонаполненных материалов, выравнивают фазовый фронт в своем раскрыве.

Полученные в работе результаты дают основание утверждать, что решена задача, имеющая существенное значение для разработки радиолинз для комплексов полунатурного моделирования.

Теоретические результаты доведены до уровня рекомендаций по разработке радиолинз из газонаполненных материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости.

Разработаны радиолинзы для задач полунатурного моделирования.

Дальнейшие научные исследования могут быть направлены на разработку методов синтеза полифокальных апланатических радиолинз, оценку возможности использования для задач полунатурного моделирования ускоряющих линз.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

ДНА – диаграмма направленности антенны

ФР – фазовое распределение

АР – амплитудное распределение

СКО – средне квадратическое отклонение

ЭВМ – электронная вычислительная машина

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lo Y.T. Antenna Handbook: Theory, Applications, and Design/ Lo Y.T., Lee S.W. - Springer Science & Business Media, 2013. 2282 p.
2. Sharma S.K. Handbook of Reflector Antennas and Feed Systems Volume I: Theory and Design of Reflectors/ Sharma S.K., Rao S., Shafai L. - . Artech House, 2013. 323 p.
3. Hansen R.C. Apertures/ Hansen R.C. - Academic Press, 2014. 463 p.
4. Ашихмин А.В. Проектирование и оптимизация сверхширокополосных антенных устройств и систем для аппаратуры радиоконтроля/ Ашихмин А.В. - Москва, 2005. 486 с.
5. Патент 2660385С1, Российская Федерация, МПК H01Q3/24. Сканирующая линзовая антенна / Болховская О.В., Селезнев В.М., Голубь В.Д.; патентообладатель: Общество с ограниченной ответственностью "Радио Модуль НН". № 2017126581А; заявл.24.07.2017; опубл. 06.07.2018.
6. Галимов Г.К. Апланатические телескопы и антенны/ Галимов Г.К. - М.: «Адвансед солюшнз», 2011. Т. 3. 436 с.
7. Горячкин О.В. Особенности конструкции антенной системы для космического радиолокатора с синтезированной апертурой антенны L- и Р-диапазона/ Горячкин О.В., Маслов И.В. // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. 2016. Т. 15, № 3. С. 153–162.
8. Иммореев И.Я. Сверхширокополосные радары. Особенности и возможности/ Иммореев И.Я. // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54, № 1. С. 5–31.
9. Мизгайлов В.Н. Оптимальный конструктивный синтез излучающих систем, включая радиоголографические/ Мизгайлов В.Н. // Научные Технологии. 2008. Т. 9, № 9. С. 33–37.
10. Тарасов, В. Б. Конструктивный синтез линзовых и зеркальных антенн: автореферат. Москва: Рос.НИИ косм.приборостроения., 1994. 71 с.

11. Федоров, С. М. Сверхширокополосные линзовые антенны с коммутационным сканированием в азимутальной плоскости: автореф. дис. канд. техн. наук. 2013. 16 с.
12. Чебышев В.В. Микрополосковые антенны в многослойных средах. Москва: Радиотехника, 2007. 159 с.
13. Шубов А.Г. Опыт разработки линз Ротмана для различных частотных диапазонов/ Шубов А.Г., Денисенко В.В., Майоров А.В., Шалякин А.И., Шишлов А.В. // Антенны. 2001. № 6 (52). С. 23–28.
14. Balanis C.A. Antenna Theory: Analysis and Design. New York: Wiley, 2005. 1136 p.
15. Bia P. Analysis and synthesis of supershaped dielectric lens antennas/ P. Bia, D. Caratelli, L. Mescia, J. Gielis // Antennas Propag. IET Microw. 2015. Vol. 9, № 14. P. 1497–1504.
16. Doucet F. Analytical Model and Study of Continuous Parallel Plate Waveguide Lens-like Multiple-Beam Antennas/ F. Doucet, N. J. G. Fonseca, E. Girard, H. Legay, R. Sauleau // IEEE Trans. Antennas Propag. 2018. Vol. 66, № 9. P. 4426–4436.
17. Fernandes C. A. Dielectric lens antennas for wireless broadband communications/ Fernandes C. A., Brankovic V., Zimmermman S., Filipe M., Anunciada, L. // Wirel. Pers. Commun. 1999. Vol. 10, № 1. P. 19–32.
18. Imbert M. Assessment of LTCC-Based Dielectric Flat Lens Antennas and Switched-Beam Arrays for Future 5G Millimeter-Wave Communication Systems/ M. Imbert, J. Romeu, M. Baquero-Escudero, M. Martinez-Ingles, J. Molina-Garcia-Pardo, L. Jofre // IEEE Trans. Antennas Propag. 2017. Vol. 65, № 12. P. 6453–6473.
19. Menzel W. A 76 GHz multiple-beam planar reflector antenna/ Menzel W., Al-Tikriti M., Leberer R. // 2002 32nd European Microwave Conference. 2002. P. 1–4.
20. Ravishankar S. Analysis of a Patch Array Dielectric Lens Antenna for Mobile Applications/ Ravishankar S., Biswagar P., Ganapathy T.K. // Smart SysTech

- 2013; European Conference on Smart Objects, Systems and Technologies. 2013. P. 1–4.
21. Rolland A. Synthesis of small axis-symmetrical shaped integrated lens antennas: Comparison between full-wave and high-frequency optimization strategies/ Rolland A., Sauleau R., Nguyen N.T., Drissi M. // 2008 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2008. P. 1–4.
22. Sakomura E.S. Compact Planar Two-Arm Compound Spiral Antenna for L-/X-Band Direction Finding Applications/ Sakomura E. S., Ferreira D. B., Bianchi I., Nascimento D. C. // 2018 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation USNC/URSI National Radio Science Meeting. 2018. P. 853–854.
23. Sankaranarayanan R. Spherical modal analysis of a patch array dielectric lens antenna/ Sankaranarayanan R., Appajappa M., Rukmini T.S., Ravishankar A. // Proceedings of the Fourth European Conference on Antennas and Propagation. 2010. P. 1–4.
24. Бахрах Л.Д. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне/ Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д., Курочкин А.П., Усин В.А. - Л.: Наука, 1985. 272 с.
25. Неганов В. А., Табаков Д. П., Яровой Г. П. Современная теория и практические применения антенн. Москва: Радиотехника, 2009. 720 с.
26. Rodriguez V. Anechoic Range Design For Electromagnetic Measurements. Boston | London: Artech House, 2019. 416 p.
27. Pozar D.M. Microwave Engineering. 3rd edition. New York: Wiley, 2011. 720 p.
28. Банков С.Е. Расчет антенн и СВЧ структур с помощью HFSS Ansoft v.10/ Банков С.Е., Курушин А.А. - Москва: Оркада, 2009. 256 с.
29. Визгина И.И. Электродинамическое моделирование излучающей системы сверхширокополосной радиолокации методом инвариантного погружения: автореферат диссертации. Москва: Московский государственный технический университет гражданской авиации, 2006. 21 с.
30. Маслов М.Ю. Электродинамическое моделирование сложных излучающих систем // Антенны. 2006. № 10 (113). С. 36–39.

31. Якимов А.Н. Проектирование микроволновых антенн с учетом внешних воздействий. Пенза: Изд-во ПГУ, 2004. 258 с.
32. Якимов А.Н. Моделирование влияния внешних воздействий в задачах проектирования микроволновых антенн. Автореф. дис...д-ра техн. наук.- Пенза, 40 с.
33. Garufo A. Radiation of Logarithmic Spiral Antennas in the Presence of Dense Dielectric Lenses/ Garufo A., Lombart N., Neto A. // IEEE Trans. Antennas Propag. 2016. Vol. 64, № 10. P. 4168–4177.
34. Guo J. Compact Broadband Crescent Moon-Shape Patch-Pair Antenna/ Guo J., Zou Y., Liu C. // IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett. 2011. Vol. 10. P. 435–437.
35. Xie R. High-efficiency Dual-band Bifocal Metalens Based on Reflective Metasurface/ Xie R., Liu Y., Wang T., Zhai G., Gao J.; Ding J. // 2019 IEEE International Conference on Computational Electromagnetics (ICCEM). 2019. P. 1–3.
36. Haraz O.M. Low-cost high gain printed log-periodic dipole array antenna with dielectric lenses for V-band applications/ Haraz O.M., Alshebeili S.A., Sebak A.-R. // Antennas Propag. IET Microw. 2015. Vol. 9, № 6. P. 541–552.
37. Майзельс Е.Н., Торгованов В.А. Измерение характеристик радиолокационных целей. М.: Советское радио. М.: Советское радио, 1972. 232 с.
38. Фрадин А.З., Рыжков Е.В. Измерения параметров антенно-фидерных устройств. 2е, доп., М.: Связь, 1972. 352 с.
39. Захарьев Л.Н. Методы измерения характеристик антенн СВЧ/ Л.Н. Захарьев, А.А. Леманский, В.И. Турчин и др.; под ред. Н.М. Цейтлина. –М.: Радио и связь, 1985. 368 с.
40. Попов О.В. Методы измерения характеристик антенно-фидерных устройств/ Попов О.В., Сосунов Б.В., Фитенко Н.Г., Хитров Ю.А.: под ред. Сосунова Б.В. – Л.: ВАС, 1990. 182 с.

41. Gregson S., Principles of Planar Near-Field Antenna Measurements/ Gregson S., McCormick J., Parini C.// London: The Institution of Engineering and Technology, 2007. 424 p.
42. Parini C. Theory and Practice of Modern Antenna Range Measurements/ Parini C., Gregson S., McCormick J., Janse D, Rensburg V. // London: The Institution of Engineering and Technology, 2014. 784 p.
43. Slater D. Near-Field Antenna Measurements. Boston: Artech Print on Demand, 1991. 320 p.
44. Бахрак Л.Д. Справочник по антенной технике/ Бахрак Л.Д., Бенинсон Л.С., Зелкин Е.Г. - М.: ИПРЖР, 1997.
45. Комаров С.А. Методы дистанционного зондирования техногенных загрязнений в оптическом и радиодиапазонах/ Комаров С.А., Миронов В.Л., Романов А.Н., Евтюшкин А.В., Оскорбин Н.М. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6, № 11. С. 1471–1477.
46. Садченко А.В. Метод измерения амплитудной диаграммы направленности зеркальных параболических антенн в звуковом диапазоне частот/ Садченко А.В., Кушниренко О.А., Альхамиди М.Т., Алхади А.М. // Технология И Конструирование В Электронной Аппаратуре. 2016. № 1. С. 8–11.
47. Садченко А.В. Измерение числовых характеристик направленности зеркальных антенн методом звукового эквивалента/ Садченко А.В., Кушниренко О.А., Савчук Ю.А., Валянский И.А., Мороз А.Ю. // Современные Информационные И Электронные Технологии. 2016. Т. 1, № 17. С. 77–78.
48. Самбуров Н.В. Компактный антенный полигон в условиях геометрически ограниченных помещений/ Самбуров Н.В., Рыбаков Д.Ю., Иванов Н.Г. // Электромагнитные Волны И Электронные Системы. 2014. Т. 19, № 10. С. 25–32.
49. Мицмахер М.Ю., Торгованов В.А. Безэховые камеры СВЧ. М: Радио и связь, 1982. 129 с.

50. Воронин Е.Н., Нечаев Е.Е., Шашенков, В.Ф. Реконструктивные антенные измерения. М.: Наука. Физматлит, 1995. 352 с.
51. Hemming L. H. Electromagnetic Anechoic Chambers: A Fundamental Design and Specification Guide. New York: Wiley-IEEE Press, 2002. 240 p.
52. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. под общ. ред. Н. П. Балабухи. Москва: Наука, 2007. 265 с.
53. Knott E.F. Radar Cross Section Measurements. Boston: Artech House, 1993. 557 p.
54. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. М.: Энергия, 1973. 440 с.
55. Зелкин Е.Г., Петрова Р.А. Линзовые антенны. М.: Сов. Радио, 1974. 280 с.
56. Захаров Е.В., Харламов Ю.Я. Полифокальные диэлектрические линзовые антенны: результаты исследований и перспективы применения // Радиотехника И Электроника. 2005. Т. 50, № 5. С. 571–584.
57. Калошин В.А., Нгием Х.Д. Синтез и анализ трехфокальных градиентных диэлектрических линз // Журнал Радиоэлектроники. 2018. № 9. С. 15.
58. Калошин В.А., Нгием Х.Д. Синтез и анализ диэлектрических бифокальных линз // Журнал Радиоэлектроники. 2018. № 8. С. 15.
59. Калошин В.А., Нгием Х.Д. Синтез и анализ полифокальных линз с принудительным преломлением и симметричными фокальными кривыми // Радиотехника И Электроника. 2017. Т. 62, № 11. С. 1070–1077.
60. Нгием Х.Д. Синтез и анализ полифокальных линз : Автореф. дис...канд. физ.-мат. наук., М.- 2018. - 23 с.
61. Кейрл Эндрю. Особенности выбора однофокальных, бифокальных и трифокальных линз // Современная оптометрия. 2014. № 7 (77). С. 31–36.
62. Свид. 2017663555 Российская Федерация. Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ. Расчет профиля диэлектрической бифокальной линзы / Селезнев В.М., Болховская О.В.; заявитель и

- патентообладатель ООО "Радио Модуль НН". - № 2017660443 ; заявл. 18.10.17; опубл. 07.12.17, Реестр программ для ЭВМ. – 1 с.
63. Можаровский А.В. Исследование интегрированных линзовых антенн с двумерным электронным сканированием в миллиметровом диапазоне длин волн/ Можаровский А.В., Артеменко А.А., Мальцев А.А., Масленников Р.О., Ссорин В.Н., Севастьянов А.Г. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2014. № 4–1. С. 98–105.
64. Артеменко А.А. Исследование кремниевых интегрированных линзовых антенн для систем радиосвязи частотного диапазона 60 ГГц/ Артеменко А.А., Мальцев А.А., Масленников Р.О., Севастьянов А.Г., Ссорин В.Н. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 8. С. 565–575.
65. Патент 2300163, Российская Федерация, МПК H01Q 15/08, H01Q 19/06. Линзовая антенна / Коробейников Г. В., Егошин Ю. В., Зайцева Н. В., Кохнюк Д. Д.; патентообладатель: ФГУП "Центральное конструкторское бюро автоматики". № 2005137975/09; заял. 06.12.2005; опубл. 27.05.2007.
66. Авдюшин А.С. Формирование лучей в секторной многолепестковой антенной решетке на основе плоской линзы Люнеберга/ Авдюшин А.С., Ашихмин А.В., Пастернак Ю.Г., Федоров С.М. // Вестник Воронежского государственного технического университета. 2013. Т. 9, № 6–2. С. 78–80.
67. Можаровский А.В. Эффективный метод расчёта характеристик интегрированных линзовых антенн на основе приближений геометрической и физической оптики/ Можаровский А.В., Артеменко А.А., Мальцев А.А., Масленников Р.О., Севастьянов А.Г., Ссорин В.Н. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 6. С. 492–504.
68. Патент 2622463, Российская Федерация, МПК H01Q 15/08. Линзовая антенна, способ изготовления и использования такой антенны и антенная система / Карателли Д., Гилис Й.Л.А.; патентообладатель: Зе антенна кампани интернэшнл Н.В. № 2015115283; заял. 15.03.2013; опубл. 15.06.2017.

69. Балландович С.В. Теоретическое и экспериментальное исследование четырехлучевой линзовой антенны мм-диапазона/ Балландович С.В., Смирнова Е.А., Костиков Г.А., Кочетов А.В., Сугак М.И. // *Электроника и микроэлектроника СВЧ*. 2017. Т. 1. С. 336–339.
70. Патент 2586023 С2, Российская Федерация, МПК Н01Q 19/06, Н01Q 21/06, Н01Q 3/24. Антенное устройство с электронным сканированием луча / Артеменко А.А., Масленников Р.О.; патентообладатель: ООО "Радио Гигабит". № 2013156505/08; заял. 23.05.2011; опубл. 10.06.2016.
71. Губко Л.В. Линзовая Твердотельная Антенна В Жидкости // *Известия ЮФУ Технические Науки*. 2008. № 5 (82). С. 190–194.
72. Lu Yang, Domier C.W., Luhmann{SuffixJr} N.C. 38 GHz to 75 GHz 1-D and 2-D MACOR elliptical lens antenna arrays // *2007 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. 2007. P. 3053–3056.
73. Mateo-Segura C. Flat Luneburg Lens via Transformation Optics for Directive Antenna Applications/ Mateo-Segura C., Dyke A., Dyke H., Haq S., Hao Y. // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 2014. Vol. 62, № 4. P. 1945–1953.
74. Nguyen N.T. Design and characterization of 60-GHz integrated lens antennas fabricated through ceramic stereolithography/ Nguyen N.T., Delhote N., Ettore M., Baillargeat D., Coq L.L., Sauleau R. // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 2010. Vol. 58, № 8. P. 2757–2762.
75. Shi Z. A dual circularly polarized planar Luneberg lens antenna for mm-wave wireless communication/ Shi Z., Yang S., Zhou L., Chen Y. // *2016 IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP)*. 2016. P. 1–3.
76. Xue L., Fusco V. Patch Fed Planar Dielectric Slab Extended Hemi-Elliptical Lens Antenna // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 2008. Vol. 56, № 3. P. 661–666.
77. Torbitt C., Venkataraman J., Lu Z. Gain enhancement using DOE lens and DNG lens // *2013 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI)*. 2013. P. 1550–1551.

78. Gray D., Nikolic N., Thornton J. Performance of a 2-layer radial hole effective media lens // 2016 IEEE-APS Topical Conference on Antennas and Propagation in Wireless Communications (APWC). 2016. P. 173–176.
79. Werth J.L., Colarusso J.M., Davis R.J. Thermal profile measurements of a Luneberg lens // MILCOM 2002. Proceedings. 2002. Vol. 1. P. 66–71 vol.1.
80. Патент 2307432, Российская Федерация, МПК H01Q 15/08, H01B 3/40. Композиционный диэлектрический материал и антенная линза из этого материала / Перлина Т.А., Кудрин О.И., Зайцева Н.В.; патентообладатель: ФГУП "Центральное конструкторское бюро автоматики". № 2005128574/09; заял. 13.09.2005; опубл. 27.09.2007.
81. Патент 2159487, Российская Федерация, МПК H01Q 3/24, H01Q 15/08, H01Q 19/06, H01Q 21/20, H01Q 25/00. Устройство для фокусировки при приеме-передаче радиоволн сантиметрового диапазона / Мешковский И.К., Шанников Д.В.; патентообладатель: Мешковский И. К. № 99117556/09; заял. 06.08.1999; опубл. 20.11.2000.
82. Лемберг К.В., Саломатов Ю.П. Измерение Диэлектрических Характеристик Листовых Пластиков В Свч-Диапазоне // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013. Т. 56, № 8–2. С. 279–281.
83. Бобрешов А.М. Улучшение направленных свойств ТЕМ-рупора путем использования неоднородного диэлектрического заполнения между лепестками антенны/ Бобрешов А.М. Усков Г.К., Кретов П.А., Сбитнев Н.С. // Телекоммуникационные устройства и системы. 2016. Т. 6, № 1. С. 150–153.
84. Patent 4218683A USA, H01Q19/021. Range focus lens / L.H. Hemming. – 936,906 ; appl.date 01.04.1977; publ.date 19.08.1980.
85. Uskov G.K. Investigation of 3D printed dielectric structure for microwave lens prototyping/ Uskov G. K., Kretov P. A., Stepkin V. A., Sbitnev N. S., Bobreshov A. M. // 2017 XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT). 2017. P. 294–296.

86. А.с. 1427452, СССР. МПК H01Q 19/06, H01Q 15/08. Линзовая антенна / Калашник И.Е., Костин В.Г., Морозов А.С. - 4229239; заявлено 13.04.1987; опубл. 30.09.1988, Бюл. № 36.
87. Патент 2263124, Российская Федерация, МПК C08J 9/06, C08J 9/00, C08J 9/04, C08J 9/232, C08K 7/00, C08K 13/04, C08L 101/00, C08L 101/12, H01B 3/00, H01B 3/30, H01B 3/44, H01Q 15/02, H01Q 15/08, H01Q 19/06, H05K 1/03. Диэлектрическая полимерная пена и линза для радиоволн с ее использованием / Минору А., Хироюки М., Акира Т., Йосифуми Т., Сиюго К., Масатоси К., Тецуо К., Коуити К.; патентообладатель: Оцука Кемикал Ко.,ЛТД. Сумитомо Электрик Индастриз, ЛТД.. № 2003105465/04; заял. 25.07.2001; опубл. 27.10.2005.
88. Патент 2314611, Российская Федерация, МПК H01Q 19/06, H01Q 15/02. Многоканальная линзовая антенна со стабилизируемой и управляемой по углам многолучевой диаграммой направленности / Емельченков Ф.И., Канащенков А. И., Ратнер В. Д., Реутов В. Г.; патентообладатель: ОАО "Корпорация "Фазотрон-Научно-исследовательский институт радиостроения". № 2006105796/09; заял. 27.02.2006; опубл. 10.01.2008.
89. Шишлов А.В Многолучевые антенны для систем радиолокации и связи/ Шишлов А. В., Левитан Б. А., Топчиев С. А., Анпилогов В. Р., Денисенко В. В. // Журнал Радиоэлектроники. 2018. № 7. С. 1.
90. Патент 2223577 С2, Российская Федерация, МПК H01Q 15/02. Большая диэлектрическая линза с силовым радиопрозрачным каркасом / Корженков П.Н.; патентообладатель: Корженков П.Н.. № 2002109749/09; заял. 15.04.2002; опубл. 10.02.2004.
91. Мальцев А.А. Сканирующая тороидально-бифокальная линзовая антенная система диапазона 57-64 ГГц/ Мальцев А.А., Селезнев В.М., Рульков А.С., Болховская О.В. // Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22, № 3. С. 36–47.
92. Воробьева Ю. С. Поиск материала для изготовления линзовых коллиматоров // сб. тезисов докладов Новосибирской межвузовской

- научной студенческой конференции «Интеллектуальный потенциал Сибири». Новосибирск: НГАСУ, 2014. часть 1. С. 31.
93. Воробьева Ю. С, Киселев А. В. К вопросу о выборе материала для изготовления линзового коллиматора // Современные проблемы радиоэлектроники [Электронный ресурс]. 2014. С. 31–35.
94. Воробьева Ю.С. Выбор материала для изготовления линзового коллиматора/ Воробьева Ю. С. // Дни науки НГТУ: материалы научной студенческой конференции (Итоги научной работы студентов за 2013-2014 гг.) - Новосибирск: НГТУ, 2014. – С. 25.
95. Воробьева Ю.С. Расчет фазовых ошибок в раскрыве одноповерхностного линзового коллиматора / – Севастополь: Инкосалт-К, 2015. – Том 2, 447 с. ISBN 978-5-9907236-2-7 (т. 2) // Сборник тезисов участников форума «Наука будущего – наука молодых». Севастополь: Инкосалт-К, 2015. Т. 2. С. 234–236.
96. Воробьева Ю. С. Диэлектрические линзовые коллиматоры // материалы научной студенческой конференции (Итоги научной работы студентов за 2014-2015 гг.). Новосибирск: НГТУ, 2015. С. 17.
97. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
98. Brown R. Dielectric bifocal lenses // 1958 IRE International Convention Record. 1956. Т. 4. С. 180–187.
99. Peebles A.L. A dielectric bifocal lens for multibeam antenna applications // IEEE Trans. Antennas Propag. 1988. Vol. 36, № 5. P. 599–606.
100. Gulan H. Bifocal wide angle lens with optimized construction algorithm for 60 GHz/ Gulan H., Marahrens S., Rusch C., Goettel B., Zwick T. // 2014 International Workshop on Antenna Technology: Small Antennas, Novel EM Structures and Materials, and Applications (iWAT). 2014. P. 43–46.
101. Пономарев Н. Г. Графический метод построения профилей апланатических антенн // Радиотехника и электроника. 1961. Т. 6, № № 2. С. 214–220.

102. Holt F., Mayer A. A design procedure for dielectric microwave lenses of large aperture ratio and large scanning angle // IRE Trans. Antennas Propag. 1957. Т. 5, № 1. P. 25–30.
103. Sternberg R.L. Successive Approximation and Expansion Methods in the Numerical Design of Microwave Dielectric Lenses // J. Math. Phys. 1955. Vol. 34, № 1–4. P. 209–235.
104. Ruze J. Wide-Angle Metal-Plate Optics // Proc. IRE. 1950. Vol. 38, № 1. P. 53–59.
105. Колесников Е.П. Передача мощности от точечного источника через круглое отверстие в экране // Космонавтика И Ракетостроение. 2014. № 6 (79). С. 94–103.
106. Зраенко С. М. Зраенко. Исследование Эмпирических Алгоритмов Определения Расфокусировки Радиолокационного Изображения // Научно-Технический Вестник Поволжья. 2012. № 2. С. 203–207.
107. Титаренко А.В. Исследование границ применимости экстраполяционного метода измерений коэффициента усиления антенн с использованием широкополосных сигналов // Измерительная Техника. 2008. № 10. С. 54–57.
108. Fang Y. Near field 3-D imaging approach for joint high-resolution imaging and phase error correction/ Fang Y., Wang B., Sun C., Song Z., Wang S. // J. Syst. Eng. Electron. 2017. Vol. 28, № 2. P. 199–211.
109. Aurand J.F. Pyramidal horns. I. Simple expressions for directivity as a function of aperture phase error // Digest on Antennas and Propagation Society International Symposium. 1989. P. 1435–1438 vol.3.
110. Hu G., Xiang J., Xu J. Restriction Analysis of SAR Azimuth Resolution Based on Cubic Phase Error // 2007 IEEE Radar Conference. 2007. P. 834–839.
111. Brown W.M. SAR resolution in the presence of phase errors // IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst. 1988. Vol. 24, № 6. P. 808–814.

112. Pour Z.A., Shafai L. Investigation of Asymmetric Phase Errors of an Optimized Dual-Mode Primary Feed on the Cross Polarization of Offset Reflector Antennas // *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 2010. Vol. 9. P. 872–875.
113. Love A.W. Quadratic phase error loss in circular apertures // *Electron. Lett.* 1979. Vol. 15, № 10. P. 276–277.
114. Scherreik M.D., Gorham L.A., Rigling B.D. New Phase Error Corrections for PFA with Squinted SAR // *IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst.* 2017. Vol. 53, № 5. P. 2637–2641.
115. Bezvesilniy O.O., Gorovyi I.M., Vavriv D.M. Estimation of phase errors in SAR data by Local-Quadratic map-drift autofocus // *2012 13th International Radar Symposium.* 2012. P. 376–381.
116. Gorovyi I.M., Bezvesilniy O.O., Vavriv D.M. Residual Phase errors and autofocusing in airborne SAR systems // *2014 IEEE Microwaves, Radar and Remote Sensing Symposium (MRRS).* 2014. P. 103–106.
117. Неелов В.В. Исследование формы волнового фронта, формируемого микроволновым коллиматором, при использовании сборки облучателей/ Неелов В. В., Капылов Е. Л., Самородов А. А., Самородов Б. А. // *Радиопромышленность.* 2019. Т. 29, № 4. С. 8–17.
118. Knott E., Senior T.B. How far is far? // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1974. Vol. 22, № 5. P. 732–734.
119. Kouyoumjian R.G., Peters L. Range requirements in radar cross-section measurements // *Proc. IEEE.* 1965. Vol. 53, № 8. P. 920–928.
120. Welsh B.M., Link J.N. Accuracy criteria for radar cross section measurements of targets consisting of multiple independent scatterers // *IEEE Trans. Antennas Propag.* 1988. Vol. 36, № 11. P. 1587–1593.
121. Garat J. Microwave techniques for radar cross section measurements: a review // *Proceedings of 8th Mediterranean Electrotechnical Conference on Industrial Applications in Power Systems, Computer Science and Telecommunications (MELECON 96).* 1996. Vol. 1. P. 80–86 vol.1.

122. Dybdal R.B. Radar cross section measurements // Proc. IEEE. 1987. Vol. 75, № 4. P. 498–516.
123. Kong F., Zhang Y., Palmer R.D. Wind Turbine Radar Interference Studies by Polarimetric Measurements of a Scaled Model // IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst. 2013. Vol. 49, № 3. P. 1589–1600.
124. Legault S.R. Refining physical optics for near-field computations // Electron. Lett. 2004. Vol. 40, № 1. P. 71–72.
125. Kiriazi J.E., Boric-Lubecke O., Lubecke V.M. Considerations in measuring vital signs cross section with Doppler radar // 2011 IEEE Radio and Wireless Symposium. 2011. P. 426–429.
126. Dickins G.N., Kennedy R.A. On the spatial localization of a wireless transmitter from a multisensor receiver // 2008 2nd International Conference on Signal Processing and Communication Systems. 2008. P. 1–10.
127. Lee S.W. Antenna Handbook: Volume III Applications. Springer Science & Business Media, 1993. 906 p.
128. Филимонова Ю.О. Синтез амплитудных распределений антенных решеток с повышенным коэффициентом использования поверхности раскрытия. Автореф. дис...канд. техн. наук.-Томск: Том. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники (ТУСУР) РАН, 2015. 22 с.
129. Nikulina Yulia S. The criteria of antenna pattern distortion estimation / Y. S. Nikulina, M. A. Stepanov // Актуальные проблемы электронного приборостроения (АПЭП–2018) = Actual problems of electronic instrument engineering (APEIE–2018): тр. 14 междунар. науч.-техн. конф., Новосибирск, 2–6 окт. 2018 г. : в 8 т. – Новосибирск : Изд-во НГТУ, 2018. – Т. 1, ч. 3. – С. 426-428.
130. Wang Z., Deng J., Wang B.-Z. Equivalent optical design of the bifocal lens antenna in passive millimeter imaging system // 2010 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology. 2010. P. 1739–1742.
131. Зверев В.А. Радиооптика. Преобразования сигналов в радио и оптике. М.: Советское радио, 1975. 304 с.

132. Литвиненко О.Н. Основы радиооптики. Техніка. Киев, 1974. 208 с.
133. Зоммерфельд А. Электродинамика. Изд-во иностранной лит-ры, 1958. 504 с.
134. Джексон Д.Д. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 704 с.
135. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978. 248 с.
136. Р. Дитчберн пер. с англ. Л. А. Вайнштейна, О. А. Шустина ; под. ред. И. А. Яковлева. Физическая оптика. М.: Наука, 1965. 628 с.
137. Антясов И.С., Соколов А.Н. Особенности построения экранированных помещений для исследования свойств электромагнитного поля // Вестник УРФО. Безопасность В Информационной Сфере. 2015. № 1 (15). С. 8–12.
138. Корнблит С. СВЧ оптика. Оптические принципы в приложении к конструированию СВЧ антенн. Пер. с англ. М.: Связь, 1980. 360 с.
139. Скулкин С.П. Критерий дальней зоны для круглой плоской апертуры с равномерным распределением поля/ Скулкин С.П., Турчин В. И., Кащеев Н.И., Лысенко Н. А., Усков Г. К. // Общество с ограниченной ответственностью “Вэлборн,” 2018. С. 83–88.
140. Хансен Р. Сканирующие антенные системы СВЧ (том 1-2). Пер. с англ. Под ред. Г.Т.Маркова и А.Ф.Чаплина. М.: Советское радио, 1966. 496с
141. Воробьева Ю.С. Оценка фазового фронта в раскрыве линзового коллиматора // материалы всероссийской научной конференции молодых ученых в 11 ч. Новосибирский государственный технический университет, 2014. Часть 11. С. 27–30.
142. Воробьева Ю. С., Степанов М.А. Расчёт фазовых ошибок в раскрыве одноповерхностного линзового коллиматора // Современные проблемы радиоэлектроники: сб. науч. тр. Красноярск: СФУ, 2015. С. 30–34.
143. Воробьева Ю. С.. Влияние положения облучателя на фазовый фронт в раскрыве коллиматора // сб. тезисов докладов Новосибирской межвузовской научной студенческой конференции «Интеллектуальный потенциал Сибири» (часть 1). Новосибирск: НГАСУ, 2015. С. 18.

144. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., 1968. 720 с.
145. Никулина Ю.С. Диаграмма направленности и фазовый фронт в раскрыве линзового коллиматора из экструдированного пенополистирола при различных отклонениях облучателя // сборник научных трудов в 9 ч. Новосибирск: Новосибирский государственный технический университет, 2015. Часть 6. С. 33–35.
146. Никулина Ю.С., Степанов М.А. Расчет фазового фронта в раскрыве линзового коллиматора и соответствующей ему диаграммы направленности // Вопросы Радиоэлектроники. 2016. № 4. С. 40–46.
147. Семенов К.А. Исследование и разработка способов расширения рабочей зоны коллиматорных стенов: Автореф.дис...канд. техн. наук.- М., Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 2010. 16 с.
148. Никулина Ю.С., Степанов М.А. Допустимые диапазоны перемещения облучателя диэлектрического линзового коллиматора // сборник научных трудов в 9 ч. Новосибирск: Новосибирский государственный технический университет, 2016. Часть 6. С. 44–45.
149. Nikulina Yuliya S., Stepanov Maksim A. Permissible deviation ranges of a collimating lens irradiator. Novosibirsk: Novosibirsk State Technical University, 2016. Vol. 12 Radiolocation, Radioelectronic Complexes and Systems. P. 184–186.
150. Никулина Юлия С., Степанов Максим А. Влияние поляризации падающей волны на амплитудное распределение в раскрыве диэлектрического коллиматора // Труды XIII международной научно-технической конференции актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП -2016, В 12 томах, Том 12 Радиолокация, радиоэлектронные комплексы и системы. Новосибирск: Новосибирский государственный технический университет, 2016. С. 41–43.

151. Никулина Ю.С. Влияние вида поляризации электромагнитной волны, на амплитудное распределение в раскрыве коллиматора // Материалы 54-й Международной научной студенческой конференции МНСК-2016. Новосибирск: Новосибирский государственный университет, 2016. Vol. Радиотехника, электроника, связь. С. 42.
152. Никулина Ю.С. Разработка линзовых коллиматоров // Сборник тезисов участников форума «Наука будущего – наука молодых». Нижний Новгород, 2017. Т. 2. С. 506–507.
153. Никулина Ю.С. Расчёт диаграммы направленности и фазового фронта в раскрыве линзового коллиматора при различных отклонениях облучателя // материалы докладов 11 Международной научно-практической конференции (25-27 ноября 2015 г.). Томск: В-Спектр, 2015. С. 28–31.
154. Никулина Ю.С. Разработка линзового коллиматора из экструдированного пенополистирола повышенной плотности // Сборник тезисов участников форума «Наука будущего — наука молодых». Казань: Инкосалт К, 2016. Т. 2. С. 255–258.
155. Martin L.C. Wide-aperture aplanatic single lenses // Proc. Phys. Soc. 1944. Vol. 56, № 2 №314. P. 104–113.
156. Wassermann G., Wolf E. On the Theory of Aplanatic Aspheric Systems // Proc. Phys. Soc. Sect. B. 1942. Vol. 62. P. 2.
157. Friedlander F.G. A dielectric-lens aerial for wide-angle beam scanning // J. Inst. Electr. Eng. - Part IIIA Radiolocation. 1946. Vol. 93, № 4. P. 658–662.
158. Крупш Д.М. Расчет профиля апланатических линзовых антенн // Радиотехника и электроника. 1962. Т. 7, № 6. С. 981.
159. Cloutier G., Bekefi G. Scanning characteristics of microwave aplanatic lenses // IRE Trans. Antennas Propag. 1957. Vol. 5, № 4. P. 391–396.
160. Bachynski M., Bekefi G. Aberrations in circularly symmetric microwave lenses // IRE Trans. Antennas Propag. 1956. Vol. 4, № 3. P. 412–421.
161. Bekefi G., Farnell G.W. A homogeneous dielectric sphere as a microwave lens. 1956.

162. Алгоритм расчета фазового корректора трансформатора диаметра квазиоптического волновода / А.И. Горошко // Радиофизика та електроніка. — 2007. — Т. 12, № 3. — С. 595-597.
163. Rappaport C., Zaghoul A. Optimized three-dimensional lenses for wide-angle scanning // IEEE Trans. Antennas Propag. 1985. Vol. 33, № 11. P. 1227–1236.
164. Rao B.L. Bifocal dual reflector antenna // IEEE Trans. Antennas Propag. 1974. Vol. 22, № 5. P. 711–714.
165. Xiaoling Ji, Lu B. Focal shift and focal switch of flattened Gaussian beams in passage through an aperture bifocal lens // IEEE J. Quantum Electron. 2003. Vol. 39, № 1. P. 172–178.
166. Fonseca N.J.G. Continuous parallel plate waveguide beamformer based on a bifocal constrained lens design/ Fonseca N.J. G., Legay H., Tubau S. Fraysse J., Girard E., Ettorre M., Sauleau R.// 2016 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI). 2016. P. 1347–1348.
167. Matos S.A. Design of a 40 dBi planar bifocal lens for mechanical beam steering at Ka-band/ Matos S.A., Lima E.B., Costa J.R., Fernandes C.A., Fonseca N.J.G. // 2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP). 2016. P. 1–4.
168. Bolkhovskaya O. Steerable Bifocal Lens-Array Antenna at 57-64 GHz/ Bolkhovskaya O., Seleznev V., Rulkov A., Maltsev A.// 2019 Conference on Microwave Techniques (COMITE). 2019. P. 1–6.
169. La T.V. Design of medium-size dielectric bifocal lenses for wide-angle beam scanning antennas/ La T.V., Nguyen N.T., Casaletti M., Sauleau R.// 2012 6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP). 2012. P. 3287–3291.
170. Markovich H. Bifocal Fresnel Lens Based on the Polarization-Sensitive Metasurface/ Markovich H., Filonov D., Shishkin I., Ginzburg P.// IEEE Trans. Antennas Propag. 2018. Vol. 66, № 5. P. 2650–2654.
171. Никулина Ю.С. Неравенства для определения начальных параметров бифокальной линзовой антенны // труды XVIII Всероссийской научно-

- технической конференции: в 4 т. Новосибирск: Новосибирский государственный технический университет, 2019. Т. 2. С. 249–254.
172. Никулина Ю.С. Алгоритм расчета поверхностей бифокального линзового коллиматора // Вопросы Радиоэлектроники. 2019. № 4. С. 53–59.
173. Никулина Ю. С., Степанов М.А. Расчёт поверхности бифокального линзового коллиматора с использованием целевой функции // сб. науч. тр. [Электронный ресурс]. Красноярск: Сиб. федер. ун-т, 2017. С. 83–86.
174. Никулина Ю.С., Степанов М.А. Целевая функция для определения толщины бифокальной линзы // труды XVIII Всероссийской научно-технической конференции: в 4 т. Новосибирск: Новосибирский государственный технический университет, 2017. Т. 2. С. 262–265.
175. Никулина Ю.С., Степанов М.А. Целевая функция для определения толщины бифокальной линзы // Наука Промышленность Оборона: труды XVIII Всероссийской научно-технической конференции: в 4 т.: Том 2 – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2017 – 305 с.
176. Никулина Ю.С., Никулин А.В., Степанов М.А. Расчет коэффициентов полиномов, аппроксимирующих поверхности бифокального линзового коллиматора // Вопросы Радиоэлектроники. 2018. № 4. С. 29–33.
177. Никулина Ю.С. Неравенства для определения начальных параметров бифокальной линзовой антенны// Наука. Промышленность. Оборона: Том 2 – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2019. Т. 2. С. 249–254.
178. Никулина Ю.С. Алгоритм расчета поверхностей бифокального линзового коллиматора // Вопросы радиоэлектроники, 2019. № 4. С. 53–59.
179. Никулина Ю.С., Степанов М.А., Тырыкин С.В., Никулин А.В. Экспериментальные исследования радиолинзы из газонаполненного материала// Вопросы радиоэлектроники, 2020. №4. С. 32–38.
180. Никулина Ю.С. Алгоритм расчета поверхностей бифокального линзового коллиматора // Вопросы радиоэлектроники, 2019. № 4. С. 53–59.

ПРИЛОЖЕНИЕ А ПАТЕНТ НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

**ПАТЕНТ**

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2715914

**Способ определения поверхности диэлектрической
бифокальной линзовой антенны**

Патентообладатель: **ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ "НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ"
(RU)**

Авторы: **Никулина Юлия Сергеевна (RU),
Степанов Максим Андреевич (RU)**

Заявка № 2019116585

Приоритет изобретения 29 мая 2019 г.

Дата государственной регистрации в
Государственном реестре изобретений
Российской Федерации 04 марта 2020 г.

Срок действия исключительного права
на изобретение истекает 29 мая 2039 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

 Г.П. Ильев



ПРИЛОЖЕНИЕ Б АКТЫ ВНЕДРЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Утверждаю

Генеральный директор

АО «НИИ «Октава»

И.В. Хлыстов

2021 г.



Утверждаю

Проректор по научной работе,

доктор технических наук, доцент

С.В. Брованов

2021 г.



АКТ

о внедрении научных результатов
диссертационной работы Ю.С. Никулиной

Мы, представители АО «НИИ «Октава» в лице Генерального директора АО «НИИ «Октава» И.В. Хлыстова, начальника отдела 12, кандидата технических наук, Г.И. Судейко и представители Новосибирского государственного технического университета в лице проректора по научной работе, доктора технических наук, доцента С.В. Брованова, зав. кафедрой, радиоприемных и радиопередающих устройств, доктора технических наук, профессора А.В. Киселева составили настоящий акт об использовании научных результатов диссертационной работы Ю.С. Никулиной «Применение радиолинз в задачах полунатурного моделирования объектов, перемещающихся по угловым координатам».

Использование результатов диссертационной работы происходило в рамках сотрудничества между АО «НИИ «Октава» и НГТУ.

Работа Ю.С. Никулиной относится к задаче полунатурных испытаний объектов в радиобезэховых камерах при помощи линзовых коллиматоров. Автором произведено теоретическое обоснование и разработаны практические рекомендации по использованию коллиматорных радиолинз, изготовленных из материалов с низким значением относительной диэлектрической проницаемости.

От АО «НИИ «Октава»:

Начальник отдела 12,

к.т.н.

 Г.И. Судейко

От НГТУ:

Зав. кафедрой РПиРПУ,

д.т.н., профессор

 А.В. Киселев

УТВЕРЖДАЮ



Проректор НГТУ по учебной работе

/С.С. Чернов/

2021 г.

АКТ

о внедрении в учебный процесс


Новосибирского государственного технического университета
результатов диссертационной работы Ю.С. Никулиной

Настоящим актом подтверждается, что результаты, полученные Никулиной Юлией Сергеевной при выполнении работ по подготовке диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук, используются на кафедре Радиоприемных и радиопередающих устройств Новосибирского государственного технического университета при проведении лекционных занятий и лабораторных работ по курсу «Линейные и пассивные элементы и узлы микроволновой техники», читаемому бакалаврам по направлениям подготовки 11.03.01 – Радиотехника и 11.03.02 – Инфокоммуникационные технологии и системы связи.

Декан РЭФ, к.т.н., доцент

 /С.А. Стрельцов/

Зав. каф. РИиРПУ, д.т.н., профессор

 /А.В. Киселев/Председатель научно-методического
совета РЭФ, к.т.н., доцент /И.С. Савиных/