

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Сибирский федеральный университет»

На правах рукописи



Рязанцев Роман Олегович

НЕОДНОРОДНАЯ КВАЗИСФЕРИЧЕСКАЯ ЛИНЗОВАЯ АНТЕННА ИЗ
ОДНОРОДНЫХ СЛОИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

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

Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель
Саломатов Юрий Петрович,
кандидат технических наук,
профессор

Красноярск 2019

Оглавление

Введение.....	5
1. Неоднородные ЛА: классификация, характеристики, принципы построения	12
1.1. ЛА типа «Линза Люнебурга»	13
1.2. ЛА типа «Линза Максвелла».....	16
1.3. ЛА типа «Линза Микаэляна»	17
1.4. Методы создания неоднородных ЛА	21
1.5. Цилиндрические и квазиплоские ЛА типа «линза Люнебурга»	31
1.6. Облучатели неоднородных ЛА	35
1.7. Материалы для изготовления ЛА	42
1.8. Выводы	47
2. Методы анализа искусственных неоднородных сред.	48
2.1. Анализ слоистой диэлектрической среды	48
2.1.1. Учёт потерь в средах с периодической слоистой структурой	51
2.1.2. Учёт частотной дисперсии и решение для произвольных углов облучения	53
2.1.3. Расчет характеристик слоистой среды для вспененного ПВХ.....	55
2.2. Применение теоремы Флоке для анализа сред с периодически изменяющимися параметрами	58
2.2.1. Расчет характеристик слоистой среды с использованием теоремы Флоке	61
2.3. Выводы	69
3. Моделирование неоднородных ЛА	70
3.1. Моделирование неоднородных ЛА со сферической симметрией... 70	
3.1.1. Моделирование ЛА Люнебурга.....	70

3.1.2. Модель квазисферической ЛА Люнебурга из цилиндрических колец.....	78
3.1.3. Квазисферическая ЛА из слоёв диэлектрика дискретно-переменной толщины.....	83
3.1.4. Квазисферическая ЛА из слоёв диэлектрика дискретно-переменной толщины с вынесенным фокусом	90
3.2. Параметры дискретизации квазисферической ЛА.	98
3.2.1. Оценка влияния межслойного расстояния и размеров ЛА	98
3.2.2. Дискретизация слоя в квазисферической ЛА	109
3.3. Макет квазисферической ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины	113
3.4. Круговая поляризация в квазисферической ЛА.....	117
3.5. Моделирование облучателей линзовых антенн	125
3.5.1. Расфазированный рупорно-волноводный облучатель	125
3.6. Выводы	128
4. Экспериментальные исследования.....	130
4.1. Экспериментальные исследования облучателей неоднородной ЛА	131
4.2. Экспериментальные исследования макетов квазисферической ЛА	134
4.2.1. Результаты исследований макета ЛА диаметром $12 \lambda_0$..	134
4.2.2. Результаты исследований макета ЛА диаметром $20 \lambda_0$..	138
4.2.3. Диагностика макета квазисферической линзовой антенны	142
4.3. Выводы	143
Заключение	145

Список сокращений и условных обозначений.....	147
Список использованных источников	148
Приложение А. Акты внедрения результатов работы	154
Приложение Б. Документы, подтверждающие право на интеллектуальную собственность	156

Введение

Антенны квазиоптического типа занимают особое место среди антенн СВЧ диапазона. К ним относятся зеркальные антенны (ЗА) и линзовые антенны (ЛА). Применение ЛА, с увеличением рабочих частот приёмно-передающих систем, становится все более актуальным вследствие необходимости использования антенн с высоким коэффициентом усиления с менее жесткими допусками на изготовление.

ЛА из неоднородного диэлектрика обладают уникальными характеристиками, в том числе возможностью простой реализации многолучевой диаграммы направленности (ДН) и работой в широкой полосе частот. В 40х годах XX века R.K. Luneburg¹ впервые предложил математическое описание оптической неоднородной линзы со сферической симметрией, которая впоследствии получила название линзы Лüneбургa [1]. Линза представляет собой диэлектрическую сферу с изменяющимся вдоль радиуса коэффициентом преломления. В общем случае, эта линза преобразует сферический расходящийся пучок лучей, выходящий из одного фокуса, в сферический сходящийся пучок лучей, с центром в другом фокусе. В частном же – фокусирует параллельный пучок падающих лучей в точку на поверхности линзы. При использовании массива облучателей ЛА с линзой Лüneбургa может заменить несколько параболических ЗА, обеспечивая возможность амплитудного сканирования ДН. При этом поперечные размеры ЛА сопоставимы с размерами ЗА с ДН, аналогичной по параметрам.

Широко известно, что задача реализации многолучевых ДН может быть решена с использованием аналоговых многолучевых и цифровых антенных решеток (АР). Среди недостатков аналоговых многолучевых АР можно выделить сложность конструкции и потери в элементах диаграммо-

¹ В русском языке на равных используются различные транскрипции фамилии автора, а именно: Лüneбург и Лüneберг. Считается, что лингвистически более верным вариантом транскрипции, при переводе с немецкого, является вариант «Лüneбург».

образующей схемы (ДОС). Не лишены недостатков и цифровые АР, в настоящее время всё еще имеющие высокую стоимость. В ряде случаев ЛА Люнебурга может заменять сложные и дорогостоящие фазированные АР.

Применение неоднородных ЛА в антенной технике известно и с аналитической точки зрения достаточно проработано [2, 3].

Актуальность выбранной темы исследования определяется вышеуказанными уникальными свойствами ЛА Люнебурга (работой в широкой полосе частот и возможностью реализации многолучевой ДН), при наличии технической сложности в реализации неоднородной линзы, а именно неоднородного диэлектрика с заданным законом изменения эффективной диэлектрической проницаемости (ДП) вдоль радиуса.

Косвенным образом актуальность подтверждается большим интересом со стороны исследователей и разработчиков. Существенный вклад в исследование как неоднородных линз по типу линзы Люнебурга, так и в поиск путей их реализации внесли такие авторы с мировым именем, как: Brown J. (Microwave Wide angle Scanner); Gutman A.S. (Modified Luneburg Lens); G. D. M. Peeler, H. P. Coleman (Microwave Stepped-Index Luneberg Lenses); Morgan S. P. (General solution of the Luneberg lens...) и др. Среди отечественных исследователей представляется необходимым отметить исследования и работы таких учёных, как: Б.А. Панченко (Рассеяние и поглощение электромагнитных волн неоднородными сферическими телами и множество др. работ.); Д.В. Шанников (Патент на линзу из диэл. штырей, множество научн. работ); В.А. Калошин (множество научн. работ по градиентным линзам).

Целью диссертационной работы является исследование неоднородных сферических ЛА, направленное на создание квазисферической неоднородной ЛА из однородных диэлектрических материалов.

Задачами исследования являются:

– анализ известных принципов построения и конструкций неоднородных ЛА;

– исследование параметров и моделирование искусственных сред из однородных диэлектрических материалов с возможностью задания закона изменения эффективной ДП($\epsilon_{\text{эфф}}$);

– расчёт параметров структуры и моделирование неоднородных ЛА на основе исследуемых сред;

– разработка и создание квазисферической ЛА, проведение экспериментальных исследований и анализ полученных результатов;

Объектом исследования является неоднородная ЛА со сферической симметрией (линза Люнебурга), а **предметом исследования** является реализация антенны – неоднородной квазисферической ЛА из слоистого однородного материала.

Методы исследования. Для решения поставленных задач применялись методы матричной алгебры, вычислительной математики, специализированные системы автоматизированного проектирования (САПР) и электродинамического моделирования (основывающиеся на методах конечного интегрирования, а также на методах анализа в частотной области), экспериментальные исследования.

Научная новизна.

– Разработана методика синтеза квазисферической ЛА из однородного слоистого диэлектрического материала и проведено моделирование линзовых антенн на основе квазисферической неоднородной линзы.

– Показано, что использование облучателя с изломом образующей, повышает эффективность неоднородной квазисферической ЛА в широкой полосе частот.

– Получены зависимости антенных характеристик квазисферической ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины от параметров пространственной

дискретизации линзы и установлены критерии выбора параметров дискретизации.

- Предложен способ получения поля с круговой поляризацией с учётом анизотропных свойств слоистой диэлектрической структуры квазисферической ЛА.

Прикладная ценность результатов:

- Разработаны конструкции антенн с неоднородной квазисферической линзой из однородного диэлектрического материала;
- Созданы макросы формирования геометрии ЛА для САПР, позволяющие создавать модели квазисферических линз из слоёв дискретно-переменной толщины различных размеров в автоматизированном режиме;
- Разработана конструкция облучателя для повышения коэффициента использования поверхности (КИП) ЛА на 20% в широкой полосе частот по сравнению с использованием простых рупорных облучателей с аналогичным уровнем облучения края апертуры;
- Использование слоистой структуры со слоями дискретно-переменной толщины в квазисферической линзе позволяет уменьшить габариты ЛА при транспортировке в $\approx 1,5$ раза по объёму;
- Изготовлена и исследована ЛА с квазисферической линзой из слоёв дискретно-переменной толщины диаметром $20\lambda_0$, работающая в диапазоне частот с коэффициентом перекрытия 1,5, с возможностью электро-механического или амплитудного сканирований.

На защиту выносятся следующие положения:

- 1) Характеристики квазисферической линзовой антенны, состоящей из коаксиального набора расположенных с периодом d радиально-симметричных диэлектрических элементов переменной толщины, соответствуют характеристикам сферической линзы Люнебурга из неоднородного диэлектрического материала при условии расположения элементов структуры

с периодом $d < \lambda_0 / (2 \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}})$ и выбора диаметров и толщин диэлектрических элементов такими, чтобы обеспечить аналогичное распределение эффективной диэлектрической проницаемости.

2) Использование рупорного облучателя с изломом образующей повышает КИП неоднородной сферической ЛА на 20%, по сравнению с использованием простого рупорного облучателя при одинаковых уровнях облучения края линзы на нижней частоте рабочего диапазона при коэффициенте перекрытия не менее 1,4.

3) Квазисферическая ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины обеспечивает коэффициент эллиптичности (КЭ) $\geq 0,8$ поля э-м волны в полосе частот не менее 20% при введении дополнительного фазового сдвига между ортогональными компонентами поля в облучателе. При этом, величина дополнительного фазового сдвига зависит от угла облучения и диаметра линзы.

Достоверность результатов, основывается на корректном применении численных и аналитических методов, на использовании современных САПР, апробированных экспериментальных методик и высокоточного оборудования. Результаты работы являются воспроизводимыми и проверяемыми, наблюдается количественное и качественно совпадения результатов моделирования, экспериментальных исследований и данных, известных из литературы.

Апробация результатов. Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

- IV Международная научно-практическая конференция «Актуальные проблемы радиофизики», Томск, 2012 г.;
- X Международная IEEE Сибирская конференция по управлению и связи SIBCON-2013, Красноярск, 2013 г.;
- X Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления», Томск, 2014 г.;
- XXIV Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», Севастополь, 2014 г.;

- VI Международная научно-практическая конференция «Актуальные проблемы радиофизики», Томск, 2015 г.;
- XII Международная IEEE Сибирская конференция по управлению и связи SIBCON-2016, Москва, 2016 г.;
- Международная научная конференция «Излучение и рассеяние электромагнитных волн», Краснодарский край, пос. Дивноморское, 2017 г.;
- Всероссийская конференция «Антенны и Распространение Радиоволн», Санкт-Петербург, 2018 г.

Публикации. Материалы диссертационного исследования опубликованы в 10 научных работах, из них 5 в журналах из перечня ВАК, 4 в сборниках публикаций, индексируемых в наукометрической базе Scopus. Получен патент на изобретение «Устройство для фокусировки типа «Линза Люнебурга»» (рег. №2485646) в Российской Федерации [4], а также Евразийский патент [5].

Внедрение результатов работы. Результаты работы внедрены в НИОКР СФУ, СПбГЭТУ(ЛЭТИ).

Личный вклад автора заключается в следующем:

- созданы макросы для автоматизированного синтеза геометрии квазисферической линзы из слоёв дискретно-переменной толщины;
- разработаны модели для электродинамического расчета как параметров слоистой среды, так и ЛА на основе квазисферической линзы из слоёв дискретно-переменной толщины в САПР;
- проведены исследования зависимости характеристик ЛА от параметров пространственной дискретизации квазисферической линзы из слоёв дискретно-переменной толщины.
- проведены исследования зависимости коэффициента эллиптичности поля в апертуре квазисферической ЛА от параметров ЛА и параметров поляризации поля в облучателе;
- выполнены экспериментальные исследования и проведена обработка экспериментальных данных.

Структура и объём диссертации. Структурно диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав, Выводов и Заключения, списка источников и Приложения. Работа изложена на 157 страницах машинописного текста и содержит 137 рисунков и 7 таблиц. Список использованных источников насчитывает 69 наименований.

1. Неоднородные ЛА: классификация, характеристики, принципы построения

Данная глава содержит анализ информации о существующих подходах к построению и реализации неоднородных линзовых антенн – ЛА Люнебурга и других типов. Кроме того, рассматриваются вопросы облучения и формирования амплитудного распределения, поскольку они имеют определяющую роль в формировании таких характеристик, как уровень боковых лепестков (УБЛ), ширина ДН (ШДН), коэффициент направленного действия (КНД) и др. Также в первой главе рассмотрены диэлектрические материалы, которые могут использоваться для изготовления неоднородных линз и в т.ч. линз Люнебурга.

Рассмотрение принципов работы и построения диэлектрических линз в составе линзовых антенн может быть произведено как с помощью методов геометрической оптики, так и строгими методами электродинамики. В случае применения методов геометрической оптики предполагается, что размеры раскрыва линзы велики по сравнению с длиной волны. Результаты расчетов не являются абсолютно точными, но наглядны, не сложны и во многих случаях оказываются достаточными. Также, следствием является применение понятийного аппарата геометрической оптики для исследования ЛА.

Строгие методы электродинамики оказываются особенно полезны для расчета параметров некоторых линз из неоднородного диэлектрика, слоёного диэлектрика, т.е. там, где решение методами геометрической оптики даёт большую ошибку, или вовсе непригодно.

К настоящему времени, создание ЛА из неоднородного диэлектрика оказалось возможным прежде всего потому, что были разработаны методы создания «искусственных» диэлектриков с широким диапазоном изменения параметров. Например, изменение коэффициента преломления в сантиметровом и дециметровом диапазонах удается получить путем

изменения плотности пенидиэлектриков, вкраплением металлических или диэлектрических элементов в обычный диэлектрик (металлический порошок, металлические или диэлектрические элементы с относительной диэлектрической проницаемостью (ДП) $\varepsilon > 1$ –шарики, диски, полоски и др.).

В данном обзоре наибольшее внимание уделено, в первую очередь, неоднородной сферической линзе Люнебурга, но, в соответствии с задачами исследования, также приведена информация и по другим типам неоднородных линзовых антенн, анализ принципов построения и реализации которых может помочь достижению целей исследования.

Ниже приводятся основные данные по наиболее известным ЛА с переменным коэффициентом преломления.

1.1. ЛА типа «Линза Люнебурга»

Линза Люнебурга [1], с точки зрения геометрической оптики, представляет собой диэлектрическую сферу, коэффициент преломления которой зависит от радиуса и определяется по следующему закону:

$$n(r) = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{a}\right)^2}, \quad (1)$$

где n – коэффициент преломления; a – радиус сферы; r – расстояние от центра линзы.

Такая сфера преобразует сферический расходящийся пучок лучей из точки на поверхности в пучок параллельных лучей (рисунок 1, a). Линза Люнебурга, при применении её в антенной технике, позволяет осуществлять сканирование ДН в телесном угле 4π при перемещении облучателя по поверхности линзы. Дискретное сканирование ДН в сферической линзе можно также осуществлять переключением облучателей, расположенных на ее поверхности. Также возможно использование долей неоднородной сферической линзы с металлическим экраном в качестве апертурной антенны.

В работе [6] приводятся результаты моделирования различных конфигураций антенны (1/4, 1/8 сферической линзы), показаны зависимости рабочих характеристик от углов облучения.

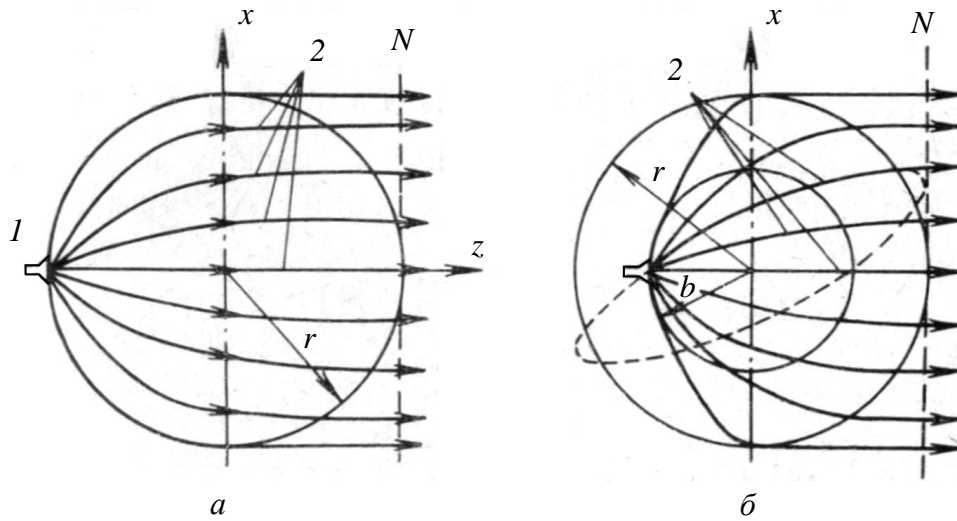


Рисунок 1 – Линза Лунебурга:

а – обычная; б – модифицированная (вариант Гутмана); 1 – облучатель; 2 – лучи в линзе;

Общее решение для линзы Лунебурга было получено Морганом [7] и позволило рассчитывать распределение коэффициента преломления для линзы с однородным и неоднородным внешним слоем, и произвольным положением фокуса (в отличие от расположения фокуса на поверхности).

Модифицированные линзы Лунебурга были предложены в ряде работ с целью уменьшения радиуса окружности, по которой должен перемещаться (или переключаться) облучатель [8, 9, 10].

Линза, предложенная Итоном [10], имеет следующий закон изменения коэффициента преломления:

$$\left. \begin{aligned} n^2(r') &= \frac{2b' - (r')^2}{(b')^2} \quad \text{для } 0 \leq r' \leq b'; \\ n^2(r') &= \frac{2 - r'}{r'} \quad \text{для } b' \leq r' \leq 1. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

В этих и последующих выражениях все линейные размеры нормированы к внешнему радиусу линзы (a), $b' = b/a$ – нормированный радиус окружности, по которой перемещается облучатель, $r' = r/a$ – нормированный текущий радиус точки внутри линзы.

В [8] рассматриваются линзы с уменьшенным радиусом окружности (линзы Брауна), по которой перемещается облучатель, причем коэффициент преломления во внешней части сферы $b' \leq r' \leq 1$ задается, а во внутренней $0 \leq r' \leq b'$ определяется из условия фокусировки параллельного пучка лучей, падающих на линзу, в точку с координатой $r' = b'$. Было показано, что имеют место ограничения на закон изменения коэффициента преломления в области $b' \leq r' \leq 1$. Если коэффициент преломления во внешней области изменяется по закону

$$(r')^2 n^2(r') = 1 + \gamma(1 - r')(r' - b'), \quad (3)$$

где γ – положительный постоянный коэффициент, то во внутренней области закон изменения n должен быть следующим:

$$4b'n^2(r') = \frac{1 + P}{(P + \sqrt{\gamma a})^2} \left[\sqrt{\gamma}(1 + b') + \sqrt{4P^2 + \gamma(1 - b')^2} \right]^2. \quad (4)$$

где $P^2 = 1 - (r')^2 n^2(r')$.

Значение $y = 0,25b'$ обеспечивает минимальное значение коэффициента преломления при $r' = 0$. Закон изменения коэффициента преломления, полученный в работе [9] (вариант Гутмана),

$$n^2(r') = \frac{1}{b'} \left[1 + (b')^2 - (r')^2 \right], \quad (5)$$

также обеспечивает фокусировку параллельных лучей в точку $r' = b'$.

Уравнение семейства лучей для линзы (5) в плоскости xoy имеет вид [9]:

$$x^2 - 2xy \operatorname{ctg}(a_0) + y^2 \left(\operatorname{ctg}^2(a_0) + \frac{(b')^2}{\sin^2(a_0)} \right) - (b')^2 = 0, \quad (6)$$

где a_0 – угол выхода луча из облучателя.

При $b' = 1$ выражение (6) переходит в уравнение семейства лучей для линзы Люнебурга. Уравнение (6) описывает семейство эллипсов с параметром a_0 . Траекториями распространения являются части эллипсов, находящиеся внутри линзы (рисунок 1, б).

Сравнивая различные типы модифицированных линз Люнебурга, можно отметить следующее: линза Итона требует минимального коэффициента преломления в центре ($r = 0$), но раскрыв линзы используется не полностью. Линзы Брауна [8] и Гутмана [9] полностью используют раскрыв, но линза Гутмана имеет несколько более высокое значение n в центре линзы. Вместе с тем линза Гутмана имеет плавное изменение коэффициента преломления, в то время как в линзах Брауна и Итона при $r' = b'$ имеет место скачок градиента коэффициента преломления, что приводит к дополнительным отражениям электромагнитной волны.

1.2. ЛА типа «Линза Максвелла»

Линза Максвелла [11] представляет собой диэлектрическую сферу, коэффициент преломления которой изменяется в соответствии с выражением

$$n(r) = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2}, \quad (7)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ расстояние от центра линзы; a – радиус линзы; n_0 – коэффициент преломления при $r = 0$ (в центре линзы).

Линза обладает центральной (сферической) симметрией и фокусирует лучи точечного источника, расположенного на ее поверхности, в диаметрально противоположной точке (рисунок 2, *а*). В качестве антенны можно применить половину линзы, а облучатель расположить на ее поверхности в точке на прямой, перпендикулярной раскрытию (рисунок 2, *б*). Величину n_0 можно принципиально выбирать любой, но так, чтобы $n(a)$ не был меньше единицы.

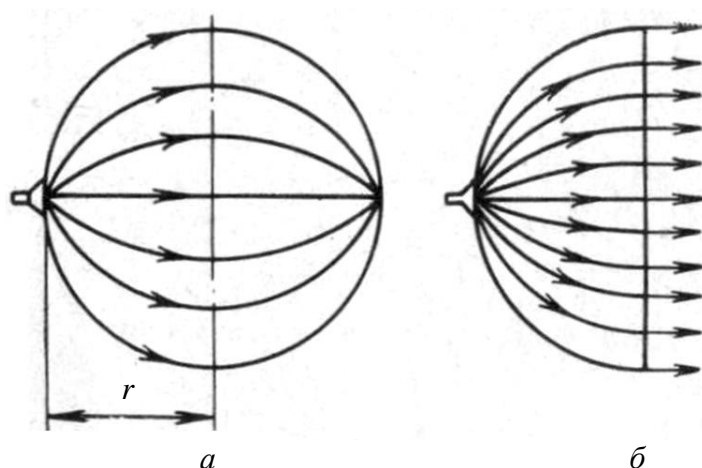


Рисунок 2 – Линза Максвелла:

а – ход лучей; *б* – использование половины линзы в качестве антенны с синфазным раскрытием

Полу линзы Максвелла могут быть использованы для широкоугольного сканирования ДН. В работе [12] как численно, так и экспериментально исследовалась линза Максвелла диаметром $6,15 \lambda$, экспериментальный образец которой

представлял собой трёхслойную линзу из полусферических слоёв диэлектрика толщиной 4мм каждый, облучение линзы производилось открытым концом прямоугольного волновода на частоте 77 ГГц. В исследовании показано, что при условии падения КНД до -3дБ от максимального, угол сканирования составляет $\pm 20^\circ$ от опорного направления, при уровне бокового излучения - 12дБ.

1.3. ЛА типа «Линза Микаэляна»

Линза Микаэляна [13, 14] представляет собой цилиндрическую линзу постоянной толщины, коэффициент преломления в которой зависит от координаты y , т. е. $n = n(y)$ (рисунок 3, *а*). Эта зависимость имеет вид:

$$n(y) = n_0 \operatorname{sh} \left(\frac{\pi y}{2d} \right), \quad (8)$$

где d – толщина линзы; n_0 – величина коэффициента преломления при $y = 0$.

Облучатель находится на поверхности линзы на оси цилиндра ox . Линза Микаэляна может быть как в виде параллелепипеда, фокусируя электромагнитную волну только в одной плоскости, так и осесимметричной относительно оси ox . В последнем случае y представляет собой радиус окружности с центром на оси ox , на которой лежат точки линзы, причем радиус перпендикулярен оси ox . Уравнение семейства лучей имеет вид:

$$\cos \left(\frac{\pi x}{2d} \right) = \operatorname{ctg}(\theta) \operatorname{sh} \left(\frac{\pi y}{2d} \right), \quad (9)$$

где θ – угол между осью ox и лучом, выходящим из облучателя.

Обобщенная линза Микаэляна [14] отличается тем, что облучатель удален от поверхности линзы на расстояние f (рисунок 3, б). Выражение для коэффициента преломления этой линзы, полученное Ю.А. Зайцевым [14], имеет вид:

$$n(y) = \frac{n_0 d - f (\sec(\theta) - 1)}{d \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{2d} (y - y_1) \right]}, \quad (10)$$

где y_1 – координата пересечения с внутренней поверхностью линзы того луча, который попадает в точку y на внешней поверхности.

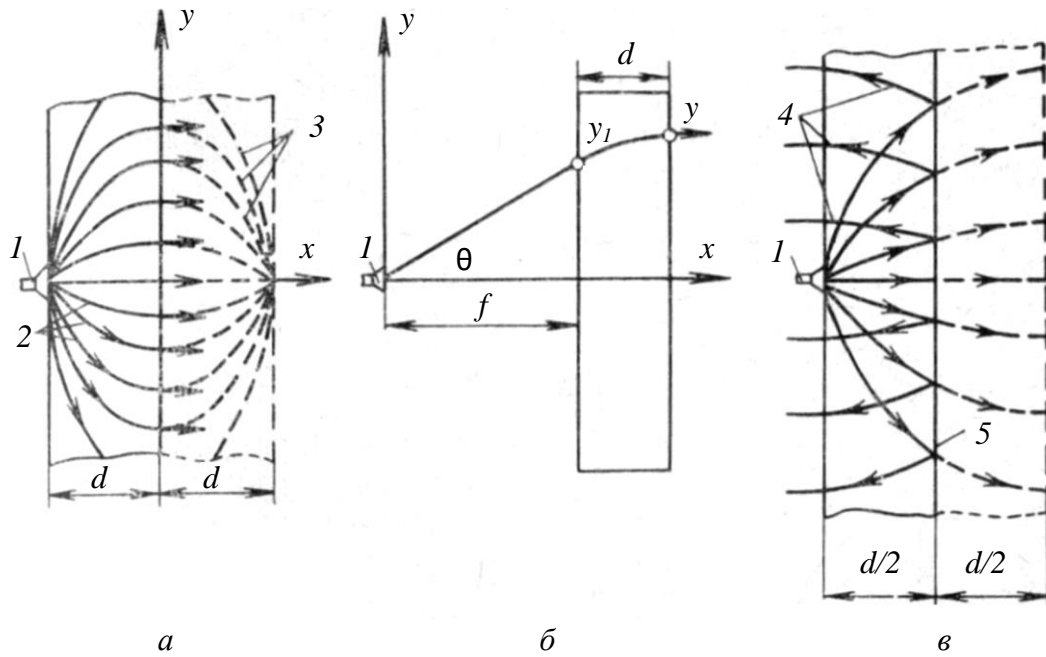


Рисунок 3 – Линзы Микаэляна:

a – обычная; *б* – обобщенная; *в* – «зеркальный» вариант; 1 – облучатель; 2 – лучи в линзе; 3 – лучи в линзе при удвоенной толщине; 4 – отраженные от «зеркала» лучи; 5 – «зеркало»

Величина y_1 связана с y соотношением:

$$\frac{\sin(\theta)}{\operatorname{th}\left[\frac{\pi}{2d}(y - y_1)\right]} = \frac{n_0 d - f(\sec(\theta) - 1)}{d}, \quad (11)$$

где θ – угол выхода луча из облучателя.

При $f = 0$ и $y_1 = 0$ формула (11) переходит в (8). В [10] приводится приближенная формула для закона изменения $n(y)$ в обобщенной линзе Микаэляна:

$$\frac{d}{f} \left(n^2(y) - \frac{2\sin^2(\theta)}{3} \right) = \sqrt{n^2(y) - \sin^2(\theta)} \left[n_0 \frac{d}{f} - (\sec(\theta) - 1) \right]. \quad (12)$$

Линзы Микаэляна можно выполнить в «зеркальном» варианте, что позволяет вдвое уменьшить толщину линзы (см. рисунок 3, *в*). Однако при этом появляется затенение раскрыва облучателем.

Данные о применении линзы Микаэляна в сканирующих антенных системах практически отсутствуют. По всей видимости, является

нецелесообразным использование линзы данного типа в сканирующих системах со смещением облучателя – для линзы Микаэляна характерно линейное увеличение амплитудно-фазовых искажений поля в апертуре при смещении облучателя из точки фокуса ортогонально оси линзы [15]. С другой стороны, такая линза хорошо подходит для проверки способов создания среды с изменяющимся показателем преломления, разработка которых, в свою очередь, является одной из задач данного исследования.

В работе [16] проводится исследование характеристик излучения и рассеяния трёх типов неоднородных линз: Люнебурга, Максвелла и Итона-Липмана, при этом найдено распределение полей внутри линз. Расчёты полей были выполнены численно при помощи нового на тот момент метода конечных элементов (рисунок 4).

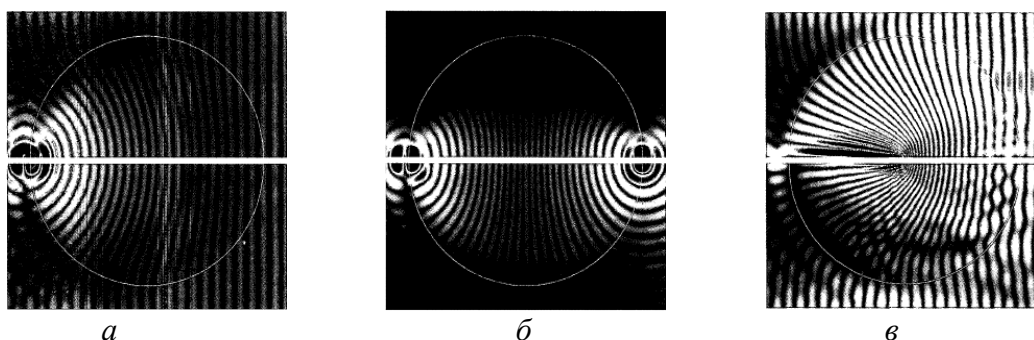


Рисунок 4 – Расчётные распределения полей в линзах Люнебурга (*а*), Максвелла (*б*) и Итона-Липмана (*в*) диаметром 10λ при облучении плоской волной (*а, в*) и элементарным диполем (*б*)

При расчётах было замечено, что линза Максвелла при облучении плоской волной рассеивает её в очень широком секторе пространства, причём фокус расположен внутри линзы. Стоит отметить подтвержденный эффект раздвоения фокуса в линзе Люнебурга, связанный с конечностью электрических размеров линзы. Для линзы Люнебурга, во-первых, существуют две фокальные точки, во-вторых, фокальные точки находятся не в точности на поверхности линзы. Одна из фокальных точек находится внутри

линзы, другая – снаружи линзы (внутренняя фокальная точка была рассмотрена ранее Розенфельдом [17]). Эти две фокальные точки становятся тем ближе к поверхности линзы, чем больше размер линзы, и, в конечном итоге, для линзы очень больших размеров, сливаются в одну. Это разделение фокуса объясняет многое из наблюдаемой неидеальности в поведении линзы Люнебурга в СВЧ диапазоне.

1.4. Методы создания неоднородных ЛА

Методы создания сферических линз Люнебурга многочисленны, и включают применение искусственных диэлектриков. При этом, максимальное значение n в обычной линзе Люнебурга [1] должно быть равно $\sqrt{2}$, а большинство диэлектриков, используемых в радиодиапазоне, имеют большие показатели преломления. Диэлектрики с необходимыми параметрами можно получить путем использования пенодиэлектриков, опрессованных до такой степени, что обеспечивается необходимое значение n . Как вариант, пенодиэлектрик может прессоваться в виде идентичных сферических клиньев (сферические клинья получаются путем сечений шара плоскостями, проходящими через две точки, являющиеся противоположными концами диаметра шара), которые при сложении образуют сферу.

В [18] приводится следующая зависимость между коэффициентом преломления n и плотностью вспененного полистирола ρ (г/см³):

$$n \approx 1 + 0,556\rho. \quad (13)$$

Более точно эту зависимость определяют экспериментальным путем.

В [19] подробно рассмотрен метод построения линзы Люнебурга из сферических слоёв с различной диэлектрической проницаемостью (рисунок 5). В качестве диэлектрика использовались материалы на основе полистирола с ϵ , изменяющимся от 1,1 до 2 с шагом 0,1. Первоначально, для выработки рекомендаций по изготовлению сферической линзы, рассматривалась двумерная линза Люнебурга с различными способами дискретизации закона изменения показателя преломления, и в итоге авторы остановились на типе разбиения с постоянным шагом приращения диэлектрической проницаемости.

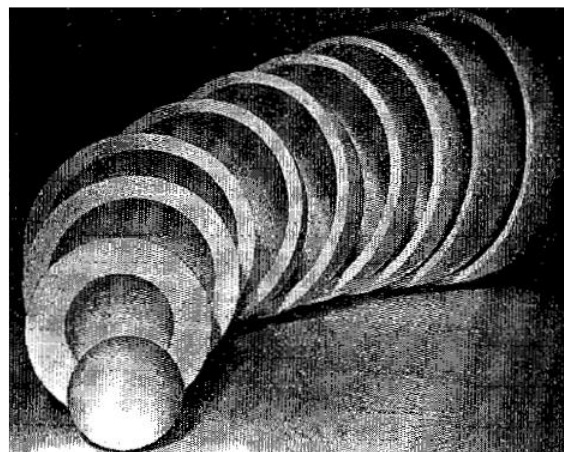


Рисунок 5 – Сферические слои линзы Люнебурга с различной диэлектрической проницаемостью [18]

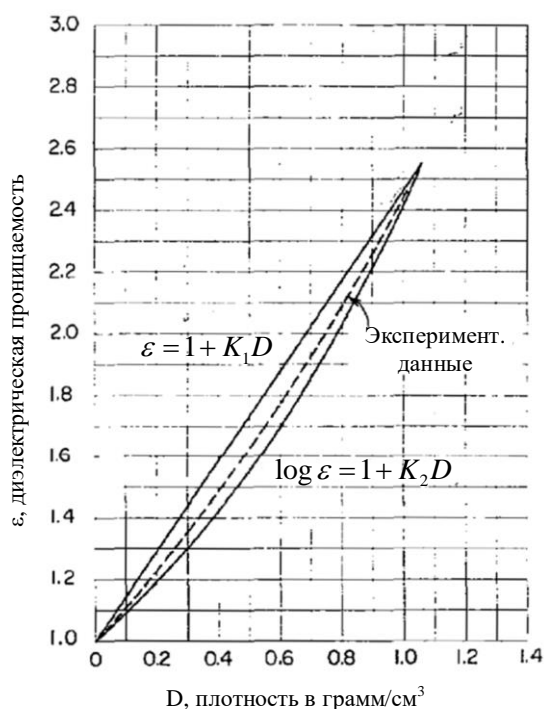


Рисунок 6 – Зависимости диэлектрической проницаемости от плотности пенополистирола

Стоит отметить, что разработка способа создания материалов также проводилась в ходе работы. При этом были получены экспериментальные зависимости ДП пенополистирола от его плотности. Полученные зависимости ДП от плотности диэлектрика приведены на рисунке 6.

Авторами [19] установлено, что 18-дюймовая линза из 10 слоёв, при длине волны 3,2 см., обладает характеристиками, достаточно близкими к «идеальной» (с непрерывным распределением ϵ) линзе, однако, «ступенчатая» технология и

погрешности в изготовлении диэлектрика с необходимой диэлектрической проницаемостью приводят к неравномерности фазового фронта и снижению коэффициента использования поверхности антенны. Также отмечено, что необходимо произвести усовершенствование технологии контроля параметров пенополистирола в случае построения линз с большими апертурами.

Авторы [3] рассматривают линзу Лüneбурга в качестве альтернативы системам с электрическим сканированием. Излагаются основные свойства, преимущества и недостатки линз Лüneбурга. Рассмотрен способ построения линзы из сферических слоёв из материалов с различными показателями преломления. В работе показано, что для удовлетворительной работы такой линзы достаточно использовать меньшее число слоёв, чем это утверждалось в предыдущих публикациях, приведена зависимость КИП линзы Лüneбурга от числа слоёв и электрических размеров (рисунок 7), из которого видно, что максимального КИП в -1 дБ можно достичь числом слоёв в 5-7 раз меньшим, чем это необходимо из условия, что толщина слоя не превышает $0,25\lambda$.

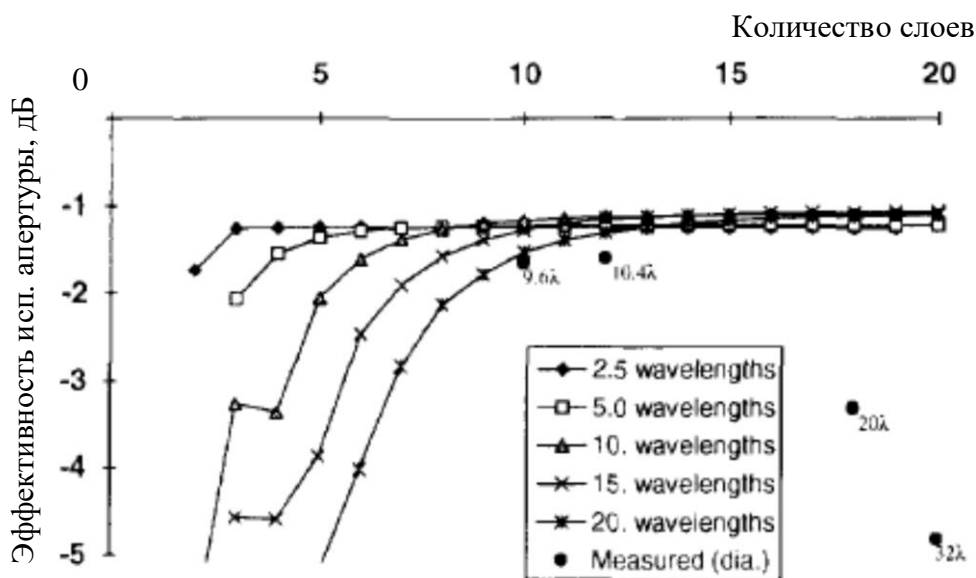


Рисунок 7 – Зависимости КИП от числа сферических слоёв и электрических размеров линзы

В [20] рассмотрен эффект фокусировки сферической линзой Люнебурга, составленной из дискретных диэлектрических кубиков с различными коэффициентами преломления. В результате геометрического расчета определяется степень фокусировки лучей линзой, состоящей из 2600 кубиков. При такой дискретизации скачок ϵ на гранях имеет порядок $\Delta\epsilon = 0,1$. Показано, что при этом качество фокусировки значительно хуже, чем при непрерывном распределении ϵ . Может показаться, что эти данные могут вступать в противоречие с информацией о достаточности дискретизации в вышеприведенных источниках, но необходимо помнить, что в данном случае был произведен именно геометрический расчет, без учета реальной длины волны.

Работа [21] посвящена оптимизации конструкции линзы Люнебурга, состоящей из концентрических сферических слоёв диэлектрика. Осуществлена попытка минимизации необходимого числа слоёв диэлектрика при сохранении приемлемого значения КНД и уровня боковых лепестков. Для этого осуществлялся подбор толщин слоёв и значений ДП каждого из них при помощи генетического алгоритма. В качестве критериев оптимизации выступали КНД и огибающая боковых лепестков. При помощи диадной функции Грина проведён анализ различных геометрий структур, включающих воздушные зазоры, а также вынос облучателя с поверхности линзы. Установлено, что для достижения удовлетворительных характеристик достаточно пятислойной структуры. Также была исследована двухслойная линза и приведено сравнение её характеристик с характеристиками линзы Люнебурга.

Поскольку вопрос дискретизации неоднородной линзы является одним из краеугольных при её практической реализации, необходимо отметить работу [22], в которой рассмотрено влияние параметров слоев многослойной линзы Люнебурга на ее характеристики. Данные получены в результате численных экспериментов на основе математической модели многослойной

линзы Люнебурга. Математическая модель построена на основании строгого электродинамического решения задачи о дифракции на многослойном шаре. В работе рассмотрено влияние на параметры антенны:

- отличий диэлектрических проницаемостей сферических слоёв от расчётных значений (ошибки величины реализуемой диэлектрической проницаемости);
- количества сферических слоёв в линзе (при этом установлено, что, в зависимости от электрического размера линзы, может быть достаточно небольшого числа слоев, чтобы характеристики многослойной линзы практически не отличались от характеристик непрерывной линзы);
- способов разбиения на слои;
- потерь в диэлектрике, из которого изготавливается антенна.

Для изготовления линзы Люнебурга в [23] предложено в качестве искусственного диэлектрика использовать расходящиеся из центра линзы диэлектрические стержни переменного по длине радиуса (рисунок 8). В работе приведен приближенный расчет фазового распределения поля на апертуре

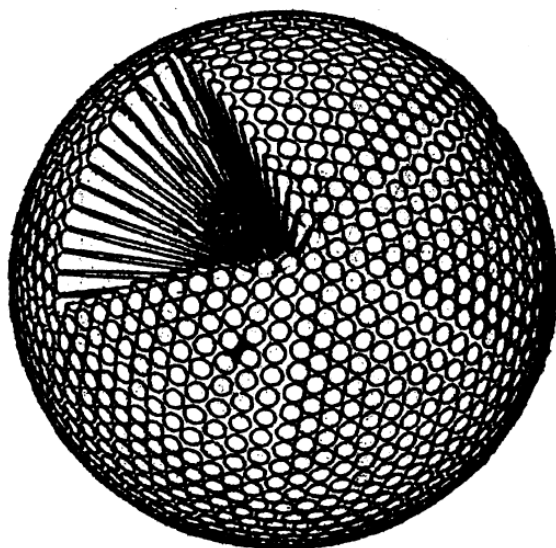


Рисунок 8 – Линза из радиальных диэлектрических стержней переменного радиуса

линзы из радиальных диэлектрических стержней и его влияния на ДН антенны, а также представлены результаты расчетов разности электрических длин для углов $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$ в предположении максимального $\Delta\varepsilon = 0,215$.

Здесь же приведено выражение для эффективной ДП для двух перпендикулярных ориентаций падающей волны относительно осей диэлектрических стержней, которое позволяет записать тензор диэлектрической проницаемости, учитывающий анизотропию структуры. На

основании данных формул получено выражение для отклонения электрической длины луча от длины луча в изотропной линзе, что позволяет рассчитать фазовое распределение в апертуре линзы.

В [24] предложен способ создания сферической линзы Люнебурга. Линза составлена из плоских перфорированных слоёв однородного диэлектрика. Толщина каждого слоя подобрана так, чтобы квадрат разности между объёмом слоистой структуры и объёмом сферы был наименьшим, таким образом, толщина слоя уменьшается от центра к краю. Радиусы отверстий определяются дискретным набором значений, обусловленных технологическими условиями (размеры используемых свёрл и т. д.) (рисунок 9). При расчёте структуры каждый слой разбивается на концентрические кольца, в каждом из которых задано определённое пространственное распределение отверстий определённого радиуса. Задавая радиус отверстия, номер слоя и номер кольцеобразной зоны внутри слоя, вычисляют необходимое количество отверстий, высверленных по кругу внутри зоны. В работе также приведены расчётные и измеренные диаграммы направленности, подтверждающие адекватность описанного вычислительного метода.

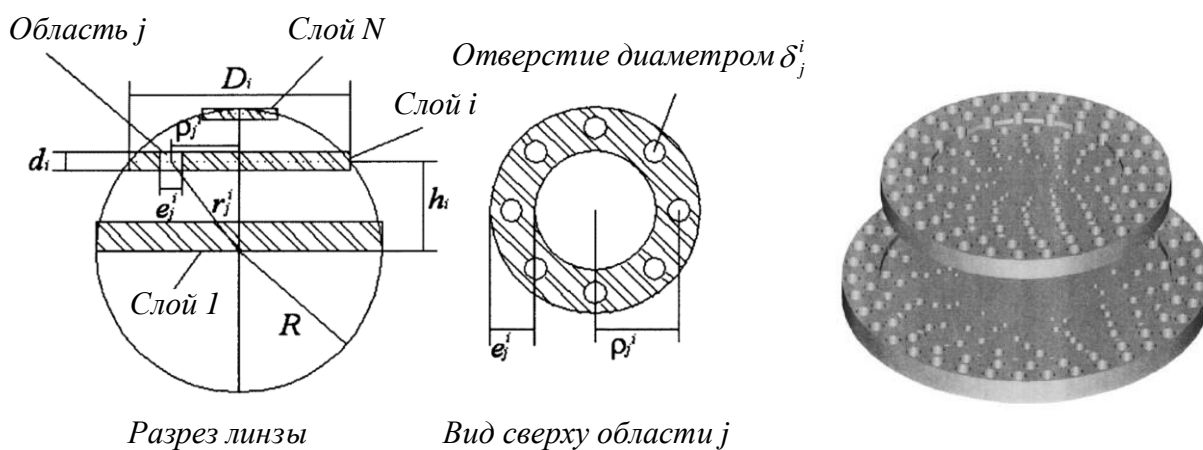


Рисунок 9 – Разбиение сферы на слои и кольцевые зоны; Вид двух последовательных слоёв структуры

Другой пример использования однородного диэлектрика с отверстиями различного диаметра в качестве неоднородного для построения линзы Люнебурга приведен в [25]. В данном случае линза разбивается на тонкие цилиндрические слои, каждый слой — на элементарные ячейки гексагональной формы равных размеров, в каждой ячейке проделано гексагональное отверстие. Приведены расчетные зависимости КНД, ширины ДН и УБЛ в зависимости от угла облучения линзы.

В работе [26] описаны расчет, изготовление и тестирование антенны на основе линзы Люнебурга с использованием технологии быстрого прототипирования. Требуемое изменение ДПв теле линзы осуществляется за счет изменения размеров кубиков из диэлектрического материала (пластика), центрированных относительно узлов пространственной сетки из штырей того же диэлектрического материала. Линза рассчитана для работы в X диапазоне, имеет диаметр 12 см ($4\lambda_0$ на частоте 10 ГГц). Эффективная ДП рассчитывалась для единичных ячеек с учетом эффективного заполнения пространства и моделировалась при помощи метода конечных элементов. Размер единичной ячейки составлял $5 \times 5 \times 5 \text{ мм}^3$, что эквивалентно $1/6 \lambda_0$ на частоте 10 ГГц.

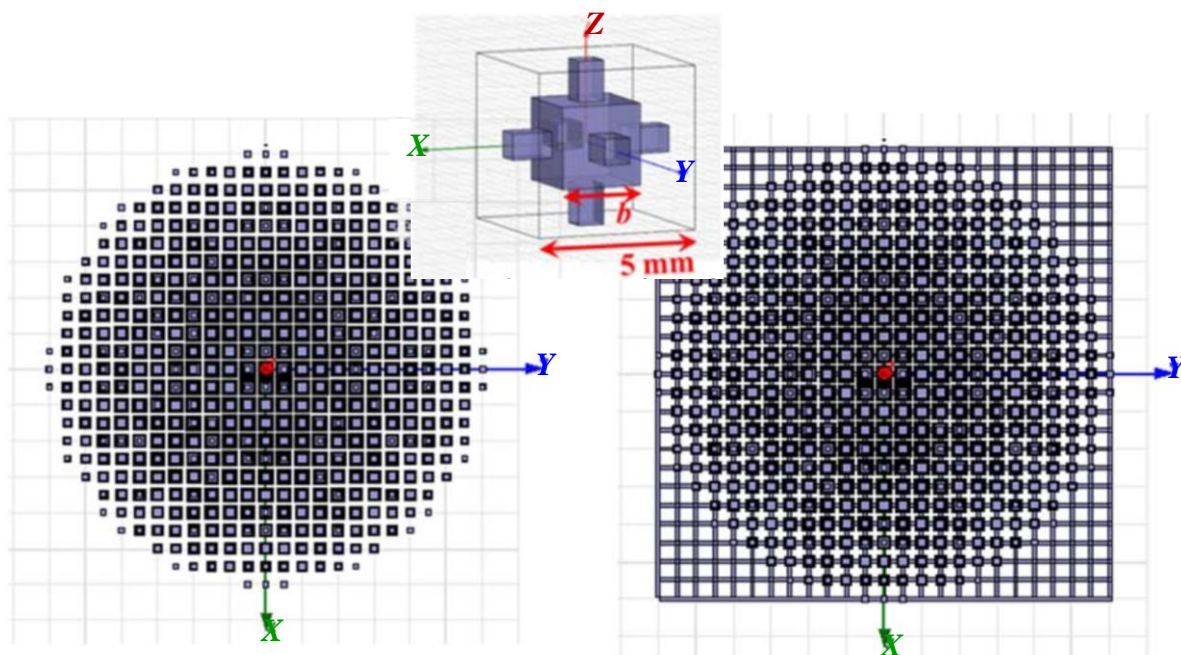


Рисунок 10 – Единичная ячейка (в центре), слой линзы из кубиков различных размеров (слева) и слой линзы из кубиков с пространственной сеткой (справа)

Основываясь на измерениях характеристик материала для изготовления, относительная ДП полимерного материала для моделирования была установлена равной 2,7, тангенс угла диэлектрических потерь 0,02. Модель линзы состоит из 7497 отдельных кубиков различных размеров.

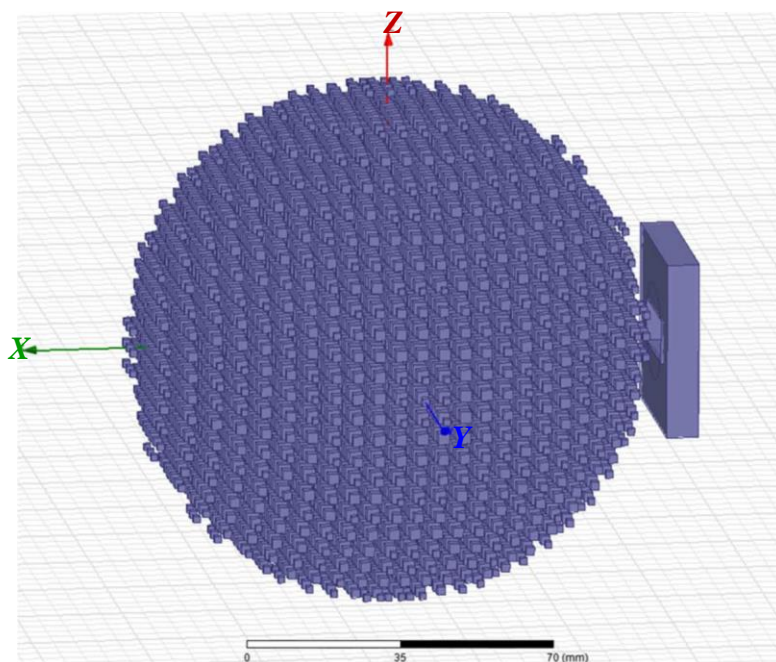


Рисунок 11 – Изометрический вид линзы из кубиков в программе моделирования

Изготовление экспериментального образца произведено с помощью метода быстрого прототипирования посредством инъекции полимера («3-D печать»). Все кубики механически соединены и поддерживаются тонкими штырями, которые проходят через каждый кубик в X-, Y- и Z- направлениях.

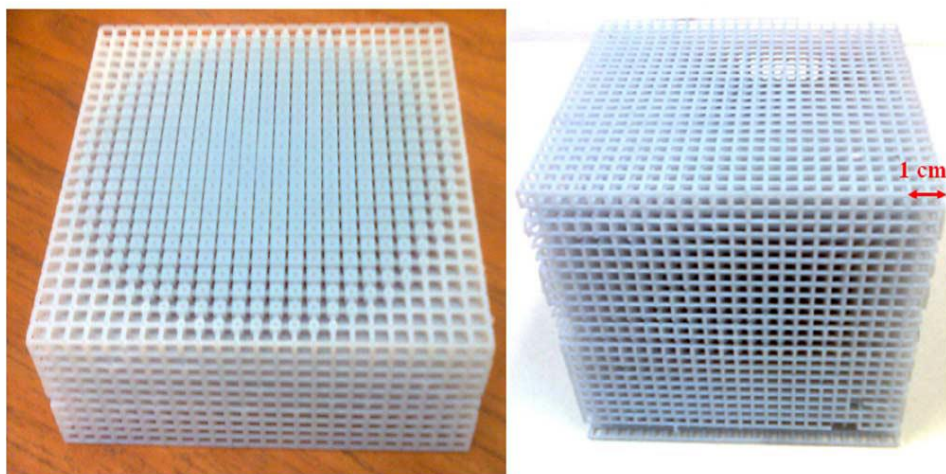


Рисунок 12 – Фотографии макета линзы: сечение через центр (слева), линза полностью (справа)

Еще один пример реализации линзы Лüneбурга по технологии полимерной 3-D печати опубликован в [27], по технологии лазерной стереолитографии по керамике в [28].

Сетка механической поддержки из штырей снаружи линзы (формирующая облик линзы в виде куба) предназначена для удобства закрепления макета антенны при измерениях характеристик. Наблюдается хорошая сходимость расчетных и экспериментально-полученных результатов.

В работе [29] рассматривается метод реализации неоднородного диэлектрика, который по заявлению авторов позволяют реализовать значения ϵ начиная с единичного и используется для изготовления цилиндрической неоднородной линзы из однородного листового диэлектрика.

Кроме того, широко известным методом изготовления искусственного диэлектрика с требуемой диэлектрической проницаемостью является интеграция проводящих элементов в полимерные материалы, как например в [30]. Однако, в данном исследовании подобные методы не рассматриваются вследствие расхождения с целью исследования.

Анализ вышеприведенной информации о методах создания неоднородных линзовых антенн показывает многочисленность усилий в

решении данной задачи. Условно, можно выделить два подхода к реализации неоднородности в теле линзы:

- 1) Имитация плавно-меняющегося коэффициента преломления, за счет номенклатуры (набора) различных материалов с различной диэлектрической проницаемостью;
- 2) Имитация плавно-меняющегося коэффициента преломления с использованием одного и того же материала, но с изменением формы элементов, либо с применением перфорации.

Первый из обозначенных подходов требует наличия высокоточных, специфических технологий для получения материалов с заданными свойствами. Применение второго подхода чаще всего сопровождается наличием анизотропии в теле линзы и, вследствие этого, ограниченными диапазонными свойствами.

Несмотря на наличие публикаций и патентов по данной тематике, она остается актуальной и по настоящее время, т.к. именно вопрос реализации неоднородности в теле линзы, по соответствующему закону для линзы Люнебурга, является краеугольным в плане возможностей использования преимуществ антенных систем с неоднородными линзами.

1.5. Цилиндрические и квазиплоские ЛА типа «линза Люнебурга»

Цилиндрические неоднородные линзы типа «линзы Люнебурга» могут быть условно разделены на линзы со значительным размером по оси цилиндра и на квазиплоские («двумерные») линзы, осевой размер цилиндра которых минимален. Высота квазиплоских линз Люнебурга чаще всего ограничена металлическими параллельными пластинами, ортогональными оси линзы [2] (рисунок 13).

Расстояние между металлическими пластинами обычно берется значительно меньше диаметра линзы. Приведенные в разделе 1.1 соотношения и методы реализации для сферических линз справедливы и для цилиндрических линз, если под $r(r')$ понимать расстояние от оси цилиндра, а под a – внешний радиус цилиндра (линзы).

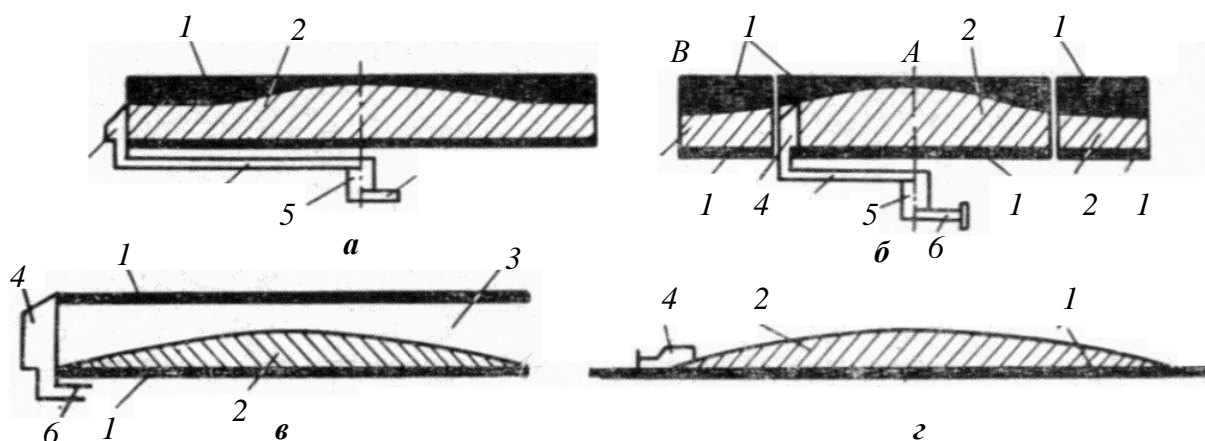


Рисунок 13 – Цилиндрические линзы Люнебурга: а – обычная с волной Н1; б – модифицированная с волной Н1; в – обычная с волной ТЕМ; г – с поверхностной волной; 1 – металлические пластины; 2 – диэлектрик; 3 – воздух; 4 – облучатель; 5 – вращающееся сочленение; 6 – волноводы; А – вращающаяся часть линзы; В – неподвижная часть линзы

Относительно просто построить квазиплоскую линзу из диэлектрика с цилиндрическими отверстиями с осями, выполненными перпендикулярно плоскости металлических пластин – использовать перфорирование диэлектрика, как показано в [31] на примере линзы Френеля.

Число отверстий и их диаметр выбираются так, чтобы эффективный коэффициент преломления (эффективная ДП) изменялся по необходимому закону. Выражение для эффективной ДП имеет вид:

$$\varepsilon_e = \varepsilon_r(1 - \alpha) + \alpha, \quad (14)$$

где ε_r - относительная ДП материала пластины, ε_e - относительная эффективная проницаемость перфорированной пластины, α - коэффициент заполнения:

$$\alpha = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{s} \right)^2, \quad (15)$$

d – диаметр отверстий в пластине, s – расстояние между отверстиями.

При поляризации волны перпендикулярной металлическим пластинам (волна типа *TEM*) коэффициент преломления определяется только перфорированным диэлектриком. В этом случае расстояние между пластинами должно быть меньше половины длины волны в диэлектрике.

При векторе E , параллельном металлическим пластинам, между ними распространяется волна H_1 и расстояние между пластинами должно быть больше половины длины волны в воздухе, но меньше длины волны в диэлектрике. При этом коэффициент преломления:

$$n = \sqrt{n_d^2 - \left(\frac{\lambda_0}{2s_{pl}} \right)^2}, \quad (16)$$

где n_d – коэффициент преломления диэлектрика; s_{pl} – расстояние между пластинами, λ_0 – длина волны в воздухе.

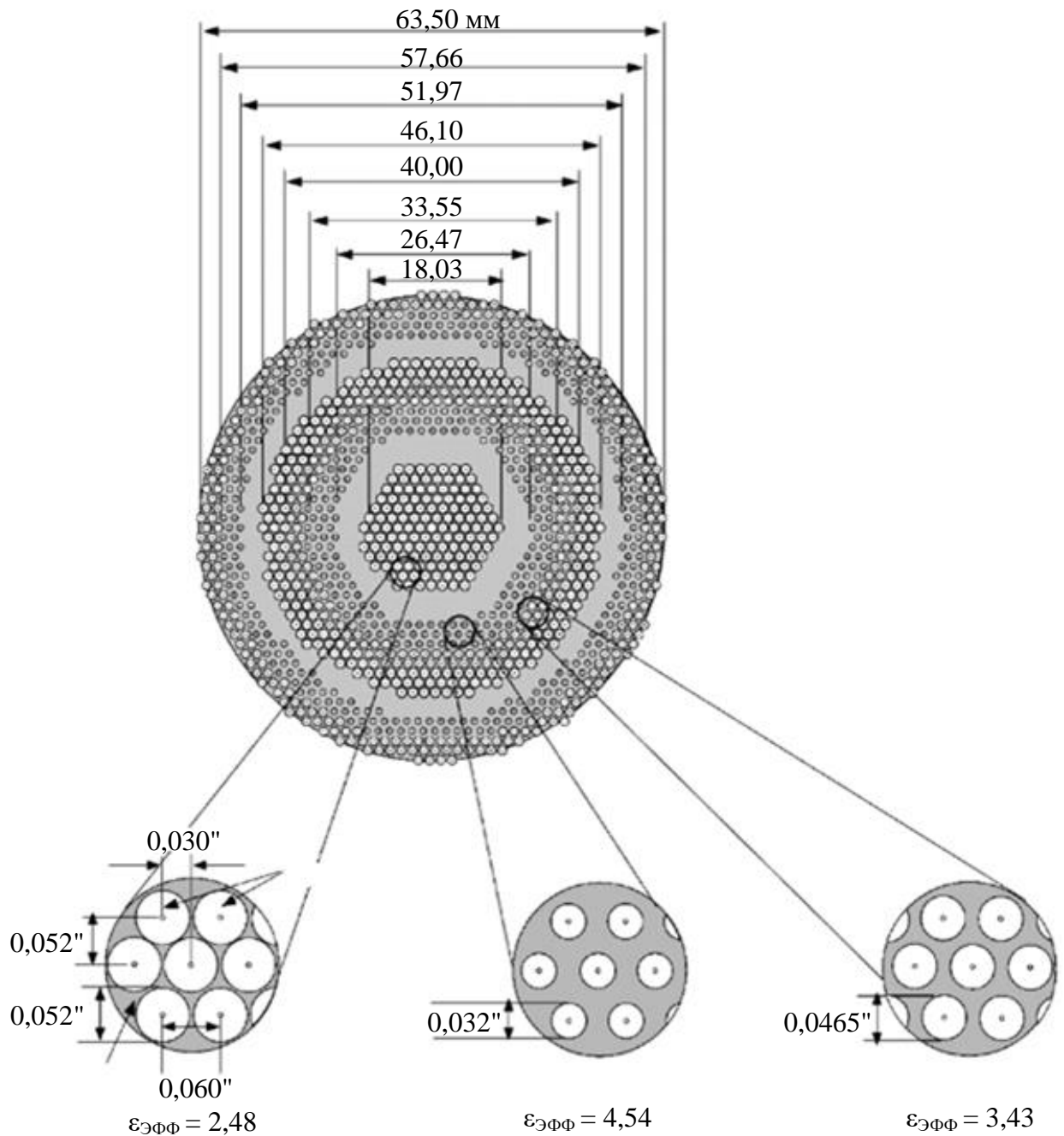


Рисунок 14 – Пример использования перфорации диэлектрической пластины для получения нужной эффективной ДП на примере линзы Френеля из [31]

Таким образом, закон изменения n_d должен отличаться от закона изменения n для линзы. Из (16) следует, что:

$$n_d = \sqrt{n^2 + \left(\frac{\lambda_0}{2s_{pl}}\right)^2}, \quad (17)$$

где n – требуемое значение коэффициента преломления.

Возможно получение необходимого закона изменения коэффициента преломления путем выбора расстояния между пластинами s в соответствии с формулой

$$s_{pl}(r') = \frac{\lambda_0}{2} \frac{1}{\sqrt{n_d^2 - n^2(r')}}. \quad (18)$$

Так, например, для линзы Люнебурга (1)

$$s_{pl}(r') = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{n_d^2 - 2 + (r')^2}}, \quad (19)$$

где r' – радиальная координата нормированная к радиусу линзы.

Такой двумерный (квазиплоский) вариант линзы Люнебурга исследован в работе [19], а линзы Гутмана – в [9] (рисунок 13, б).

В [32] рассматриваются линзы Люнебурга с поверхностной волной (рисунок 13, г). В качестве замедляющего слоя могут использоваться только изотропные (в одной плоскости) среды.

В общем, ДН для двумерных линз Люнебурга в плоскости пластин определяется диаметром линзы, а также ДН облучателя (в этой же плоскости), от которой зависит амплитудное распределение в раскрыве линзы.

В статье [33] развиваются идеи создания двухмерной линзы Люнебурга, состоящей из двух металлических пластин различной формы с заполнением пространства между ними одним или двумя диэлектрическими материалами. Также предложена конструкция облучателя в виде антенны Вивальди с равномерно расширяющейся щелью. Приведены результаты измерений, подтверждающие правильность расчёта конструкции. Даны зависимости показателя преломления от радиуса для различных вариантов исполнения линзы.

1.6. Облучатели неоднородных ЛА

Облучатели в апертурных антеннах, к которым также относятся неоднородные ЛА, играют определяющую роль в формировании амплитудного распределения в раскрыве антенны. В результате, такие характеристики, как уровень боковых лепестков УБЛ, ЩДН и КНД сильно зависят от параметров облучателей. Кроме того, в случае рассмотрения квазиплоских ЛА, может быть необходимым возбудить соответствующий конструкции тип колебаний, и не допустить распространения колебаний нерабочих типов.

Общие требования к облучателям:

- Облучатель должен иметь точечный фазовый центр (ФЦ), т.е. иметь сферический фазовый фронт волны;
- Облучатель должен обеспечивать требуемую поляризацию, требуемый уровень кроссполяризации;
- Облучатель должен обеспечивать требуемый уровень облучения краев апертуры для получения высокой эффективности КИП;
- Облучатель должен обеспечивать спадающее к краям апертуры ЛА амплитудное распределение для предотвращения «переливания» мощности (мощность облучателя, не перехватываемая линзой);
- Вход облучателя должен быть согласован с подводящей линией передачи;
- Облучатель должен сохранять требуемые характеристики в полосе рабочих частот.

В качестве облучателей используют слабонаправленные антенн, чаще всего используются следующие типы [34]:

- волноводные (открытый конец волновода);
- рупорно-волноводные;

- микрополосковые;
- щелевые;
- объемно-резонаторные.

Для работы с волной круговой поляризации, наиболее подходящими являются волноводные облучатели с фланцем с кольцевыми канавками и рупорные облучатели с внутренней ребристой поверхностью, имеющие осевую симметрию. Кольцевые канавки обычно имеют глубину $\approx \lambda/4$. Облучатели такого типа позволяют создавать симметричную ДН, имеют низкий уровень кроссполяризации и высокую стабильность характеристик в рабочей полосе частот. Единственным недостатком облучателей такого типа является большой размер раскрыва.

Пример рупорного облучателя с внутренней ребристой поверхностью из [35] приведен на рисунке 15. На поверхности раздела импедансной структуры с внутренним пространством рупора граничные условия для азимутальных составляющих полей E и H оказываются почти одинаковыми, что создает возможность существования гибридной волны HE_{11} , силовые линии E и H которой почти не искривляются в поперечном сечении. Следствием становится осевая симметрия ДН и практически полное отсутствие кроссполяризации.

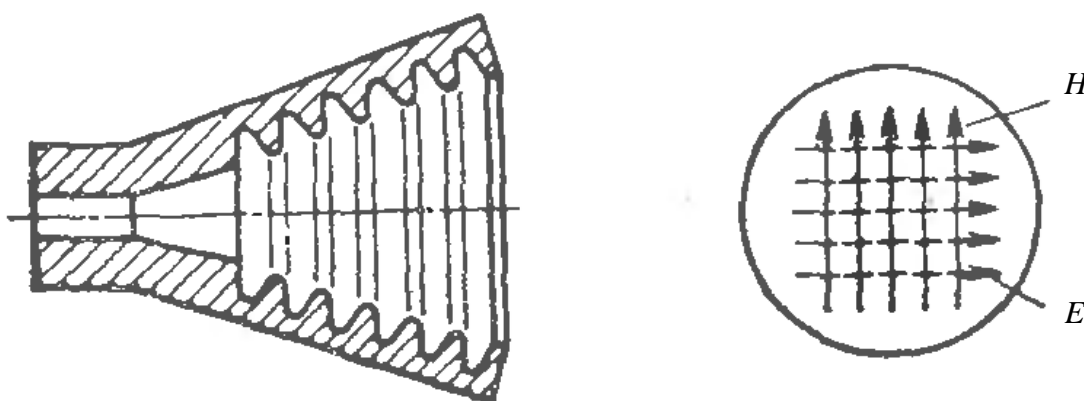


Рисунок 15 – Рупорный облучатель с внутренней ребристой поверхностью (слева) и силовые линии полей E и H в поперечном сечении раскрыва облучателя (справа)

Глубина канавок (если она не близка к $\lambda/2$), а также шаг импедансной структуры оказывают слабое влияние на ДН гофрированного рупора. Фазовая скорость волны HE_{11} мало меняется с частотой, приближаясь к скорости света, при $a/\lambda \geq 1.2$, где a – радиус раскрыва. Данное условие накладывает ограничение на минимальный размер раскрыва.

Следует отметить особенности амплитудного распределения в раскрыве ЛА [36]. На рисунке 16 представлены изотропно облучаемые из точки фокуса замедляющая (а) и ускоряющая (б) линзы.

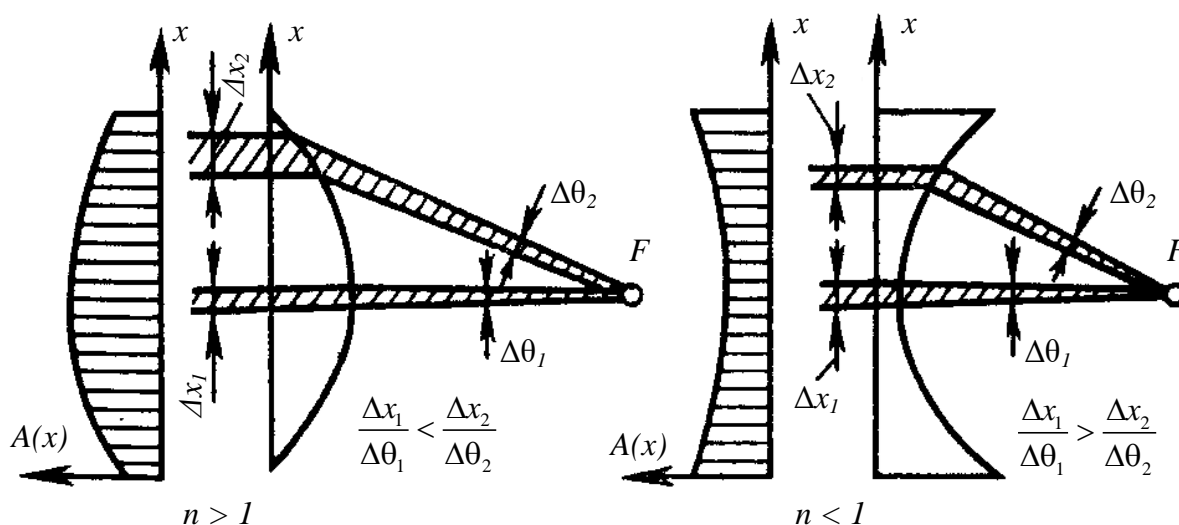


Рисунок 16 – Иллюстрация формирования амплитудного распределения в линзах

На заштрихованные расходящиеся из фокуса пучки лучей приходится одинаковая доля потока мощности, т.к. эти пучки имеют одну и ту же угловую ширину $\Delta\theta_1$ и $\Delta\theta_2$. В случае замедляющей линзы крайний пучок становится после преломления более широким, что соответствует спаданию интенсивности возбуждения на краях линзы. В ускоряющей линзе, наоборот, при преломлении происходит сжатие крайних пучков лучей и амплитудное распределение имеет тенденцию возрастания к краям линзы.

Линза Люнебурга относится к линзам из неоднородного диэлектрика, в которых доминирующую роль играет не форма, а закон изменения коэффициента преломления n в теле линзы. Рассмотрим амплитудное

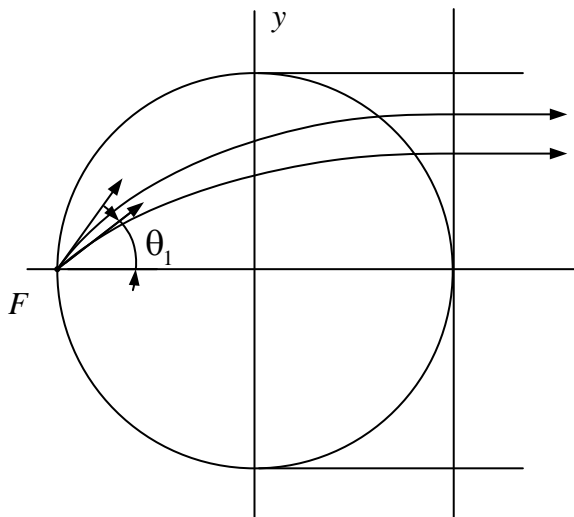


Рисунок 17 – Иллюстрация к построению амплитудного распределения для линзы Люнебурга

распределение на прямой MN , касательной к поверхности линзы и ортогональной параллельным лучам на выходе (рисунок 17).

Для линзы с фокусом на поверхности в [37] показан расчет амплитудного распределения в апертуре линзы. Амплитудное распределение по мощности на прямой MN имеет вид:

$$Q(y) = P(\theta_1) / \cos \theta_1, \quad (20)$$

где $P(\theta_1)$ – ДН облучателя по мощности, $Q(y)$ – распределение амплитуды на прямой MN , θ_1 – угол входа луча.

Амплитуда поля $A(y)$ вдоль рассматриваемой линии пропорциональна корню квадратному из (20):

$$A(y) = \sqrt{P(\theta_1) / \cos(\theta_1)}. \quad (21)$$

На рисунке 18 приведено амплитудное распределение на прямой MN , вычисленное для ДН изотропного облучателя с помощью (21).

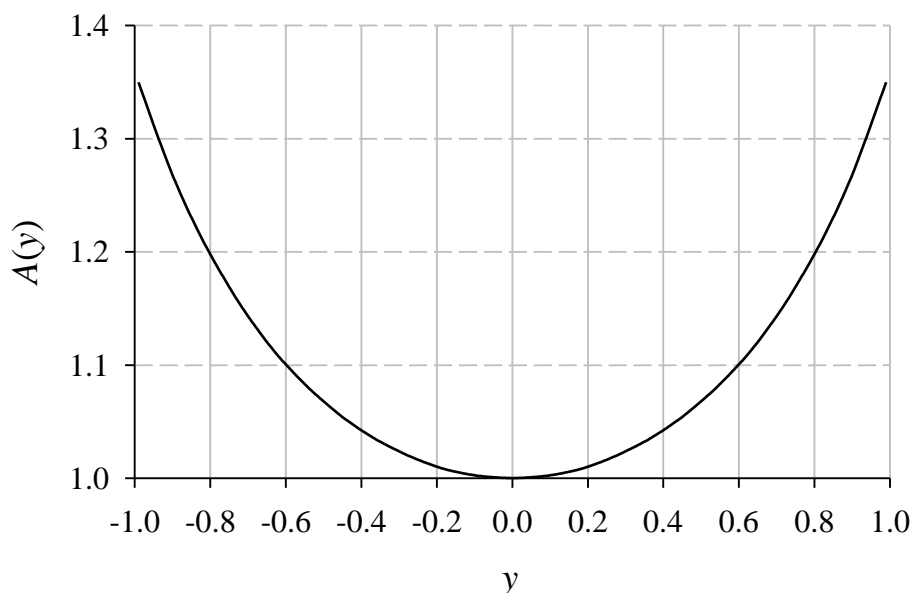


Рисунок 18 – Амплитудное распределение на прямой в апертурной плоскости линзы Люнебурга

Видно, что амплитудное распределение имеет тенденцию возрастания к краям – амплитуда поля на краю в $\approx 1,35$ раз больше амплитуды поля в центре.

Решающее значение в формировании амплитудного распределения имеет ДН облучателя. Для получения высоких значений КИП целесообразно корректировать искажения амплитудного распределения, вносимые линзой. В случае работы с замедляющей линзой это означает расширение ДН облучателя, либо использование облучателя с ДН специальной формы с поднятием амплитуды поля к краям в пределах сектора углов апертуры линзы. Одновременно, поле, создаваемое облучателем за пределами рабочего углового сектора, должно быть как можно меньше, чтобы не создавать потока мощности, проходящего мимо линзы, увеличивающего боковое излучение (т.н. «переливание» мощности за края раскрыва). Некоторое представление об оптимальной форме ДН облучателя для линз замедляющего типа дает рисунок 19. Штриховкой показана часть ДН, не участвующая в формировании амплитудного распределения и обуславливающая переливание мощности.

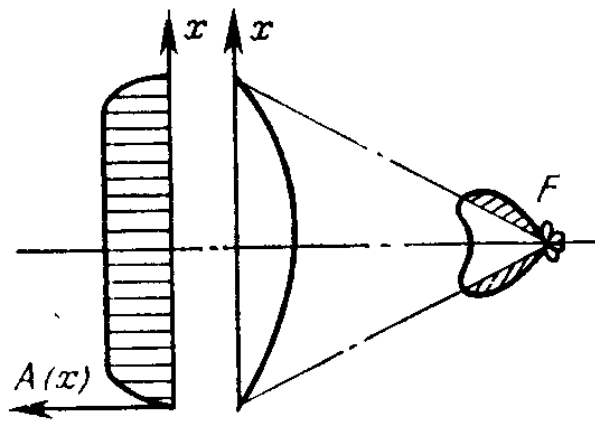


Рисунок 19 – Использование облучателя со специальной ДН для выравнивания амплитудного распределения

Работа [38] посвящена исследованию ДН ЛА Люнебурга для различных типов облучателей. Проводилось экспериментальное сравнение четырёх типов облучателей: открытый конец волновода, резонансная щель в узкой стенке волновода, экспоненциально расширяющийся рупор и рупор с диэлектрической линзой, корректирующей распределение поля в апертуре облучателя. Исследование производилось с целью выявить тип облучателя, с которым антенная система работает максимально близко к теории, согласно которой излучатель должен быть изотропным.

Измерения показали, что у всех исследуемых облучателей фазовый центр лежит внутри облучателя, а т.к. фокус линзы находится на её поверхности, это приводит к снижению КНД антенной системы. Для облучателя в виде рупора с линзой удалось достичь расположения фазового центра, близкого к раскрытию, что дало минимальные изменения КНД и уровня боковых лепестков относительно случая облучения ЛА изотропным источником с фазовым центром на поверхности ЛА.

Существенная роль в выборе первичного облучателя, при проектировании ЛА с линзой Люнебурга, отмечена в исследовании [39], и выражается как во влиянии на коэффициент усиления, так и на такие параметры ДН АС, как кросс-поляризация.

В [40] приведена конструкция двумерной линзы Люнебурга и конструкция облучателя такой линзы (рисунок 20).

Облучатель имеет особую конструкцию, обеспечивающую возбуждение в квазиплоской линзе волны типа H_1 и предотвращающую распространение TEM волны.

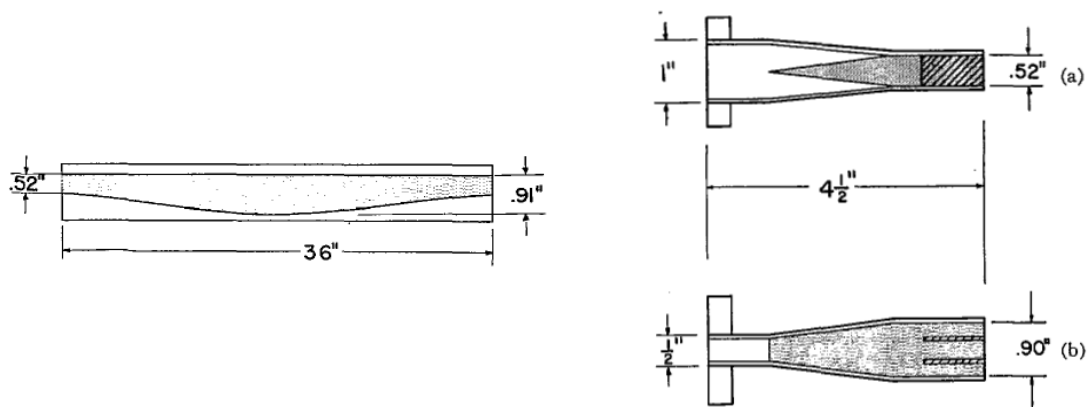


Рисунок 20 – Профиль двумерной линзы Люнебурга и конструкция облучателя

Обобщая вышеприведенную информацию по облучателям апертурных, в частности ЛА, можно сказать, что вклад параметров облучателей в обеспечение требуемых характеристик АС является немаловажным. Выбор типа облучателя зависит от многих факторов, таких как тип облучаемой апертуры, тип поляризации АС, требований к габаритам, эффективности и УБЛ, полосе рабочих частот. Таким образом, в каждом конкретном случае требуется рассмотрение вопроса о необходимых параметрах облучателя для реализации планируемых характеристик АС, и соответственно, о выборе типа облучателя.

1.7. Материалы для изготовления ЛА

С точки зрения применения в СВЧ технике все материалы могут быть разделены на диэлектрики, характеризующиеся очень низкой проводимостью (10^{-12} – 10^{-20} См), полупроводники (проводимость 10^{-7} – 10^4 См), металлы (проводимость 10^4 – 10^8 См), и магнитные материалы. Магнитные материалы могут иметь различную проводимость, однако их выделяют в отдельную группу в связи с тем, что их магнитные свойства имеют первостепенное значение. Относительная магнитная проницаемость диэлектриков и полупроводников принимается равной единице.

Основываясь на этом, остановимся более подробно на диэлектрических свойствах материалов. С точки зрения электродинамики, диэлектрики, применяемые в СВЧ диапазоне, характеризуются комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon''$$

или ее модулем

$$|\varepsilon| = \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2},$$

а также тангенсом угла диэлектрических потерь

Поведение комплексной ДП материала в диапазоне частот обусловлено различными физическими процессами: ионной проводимостью, дипольной релаксацией, атомной и электронной поляризацией [41].

В области СВЧ (300 МГц – 300 ГГц) главным процессом, влияющим на поведение ДП полярных диэлектриков, является дипольная и другие виды релаксаций, в терагерцовом диапазоне на свойства материалов влияют атомная и электронная поляризации (рисунок 21).

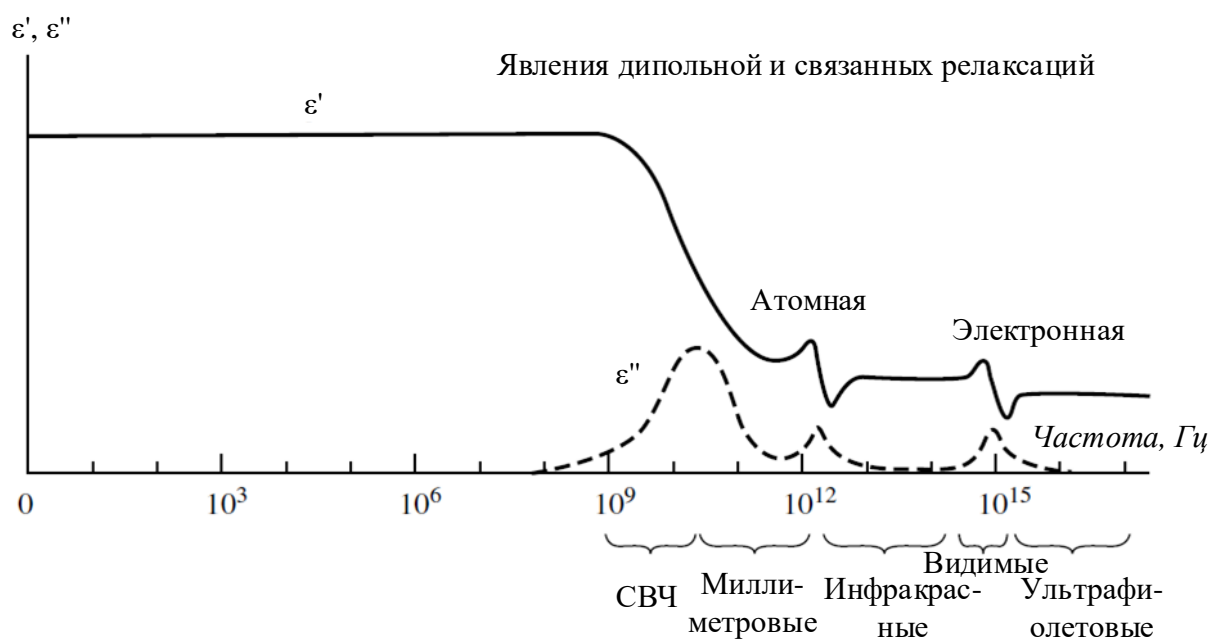


Рисунок 21 – Характерная частотная зависимость комплексной ДП материала от частоты

На низких частотах (до сотен МГц) ориентация дипольных групп следует за изменением вектора напряженности электрического поля волны, поэтому ДП является чисто действительной величиной, максимальной для данного диэлектрика.

В оптическом диапазоне частота изменения поля столь велика, что оно не успевает отклонить дипольные группы от положения равновесия, их ориентация остается хаотичной, а ДП является близкой к единице действительной величиной.

В СВЧ диапазоне модуль ДП материала уменьшается с частотой, а диэлектрические потери имеют максимум на частоте релаксации.

Для диэлектриков сложной структуры при наличии в них нескольких физических механизмов поляризации, например, за счет различных полярных групп молекул или нескольких компонентов смешанного диэлектрика с различными временами релаксации, зависимость потерь от частоты может иметь несколько максимумов, при этом крутизна зависимости модуля ДП на частотах максимумов увеличивается с сохранением спадающего характера.

Как известно, для изготовления линзы Люнебурга необходим материал с $\varepsilon \leq 2$ [37]. Эффективную ДП менее 2 можно получить и у материала с несколько большим значением относительной ДП, к примеру, с помощью перфорации отверстиями.

Рассмотрим материалы с ДП, пригодные для изготовления ЛА (таблица 1). Их можно разделить на две большие группы – специальные СВЧ материалы с гарантированными параметрами и материалы общего назначения, СВЧ характеристики которых не регламентируются, известны лишь приближенно и могут отличаться даже в пределах одной партии. В качестве критерия сравнения, кроме СВЧ параметров, введена также стоимость, так как в некоторых случаях она может отличаться на порядки.

Таблица 1 – Характеристики различных материалов

Материал	ε	$\text{tg}\delta$	Стандартные толщины, мм	Стоимость за 1 дм ³ , руб
СВЧ материалы				
Брикор АА-2.2 (Молдавизолит)	2.2	0.003 @ 10GHz	1, 1.5, 2, 2.5, 3, 4	20000
ФАФ-4Д	2.5	0.0007 @ 10MHz	0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 4, 5	16000
RT5880 (Rogers)	2.2	0.0009 @ 10GHz	0.25, 0.5, 0.79, 1.57, 3.18	150000
ЛК-1.5 (Магнетон)	1.5	0.0004	н/д	н/д
Материалы общего назначения				
Фторопласт	2.1	0.0004	5, 6, 8, 10	2500
ПЭТ	2.8-3.3	0.005	0.5, 0.7, 1, 1.5, 2	330
ПВХ вспененный	1.5-1.7	0.015-0.025	1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10	100
Монолитный поликарбонат	2.8-3	0.01	2, 3, 4, 5, 6, 8, 10	230
Оргстекло	3.8-4.2	0.02-0.06	2, 3, 4, 5, 6, 8, 10	240
Пенопласт	1.05- 1.3	0.001	20, 30, 50	5

Полистирол	2.4 – 2.6	0.001	1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10	50
------------	--------------	-------	-------------------------	----

В основном, СВЧ материалы с низкой ДП изготавливаются на основе органических соединений, например Брикор АА-2.2 завода “Молдавизолит” изготовлен из простых полиэфиров, наполненных полыми стеклянными микросферами.

Большую группу СВЧ материалов представляют материалы на основе армированного фторопласта, такие как RT5880 известного производителя Rogers, или отечественный материал ФАФ-4Д.

Материалы на основе фторопласта отличает низкое значение $\text{tg}\delta$, однако их стоимость во много раз больше стоимости самого фторопласта, также доступного на рынке, и на порядки больше стоимости других материалов общего назначения. Следует заметить, что в стоимость СВЧ материала, как правило, входит двусторонняя металлизация листа.

Интересным материалом является легкая пористая керамика типа ЛК-1.5. По заверениям производителя, существует возможность изготовления образцов различной геометрии с различными значениями ДП, при этом она также обладает весьма низкими потерями. Однако более подробной информации и оценки стоимости таких решений на данный момент нет.

К материалам общего назначения относятся в основном различные листовые пластики, используемые в строительстве, рекламе и других областях. СВЧ параметры этой группы материалов указаны приближенно.

Вспененный ПВХ практически идеально подходит для изготовления ЛА Люнебурга с вынесенным фокусом, так как имеет диэлектрическую проницаемость около 1.6, малую плотность, и легко обрабатывается, однако может иметь высокие потери, которые могут приводить к потерям в КУ. Остальные материалы из этого класса имеют $\epsilon > 2$, среди них малыми потерями отличается ПЭТ и полистирол.

Пенопласт может использоваться в конструкции ЛА в качестве прослойки, несущей механическую нагрузку. В силу практически полного заполнения воздухом он обладает низкими потерями и значением относительной ДП, близкой к 1. Точно значение этих параметров для пенопласта будет зависеть от технологии его производства.

Фторопласт и полистирол имеют стоимость существенно ниже СВЧ материалов, но обладают практически теми же свойствами. Однако, как конструкционный материал для ЛА Люнебурга эти материалы имеют ряд недостатков в сравнении, например, со вспененным ПВХ: Это высокая плотность, необходимость перфорации, а для фторопласта и плохая адгезия. Применение того или иного материала в каждом конкретном случае будет являться компромиссом между его электрическими и конструкционными характеристиками.

Можно сделать вывод, что материалы общего назначения могут применяться для изготовления ЛА, однако, необходимо производить предварительное измерение параметров материала в диапазоне частот антенны, учитывать возможность изменения характеристик для различных партий, оценивать влияние качества материала на характеристики ЛА.

1.8. Выводы

Для реализации целей диссертационного исследования было необходимо произвести комплексное рассмотрение аспектов построения неоднородной сферической ЛА. Глава 1 объединяет информацию о существующих подходах к построению и реализации антенн на базе неоднородных ЛА, в частности – на основе линзы Лüneбурга. Освещены вопросы расчета неоднородных линз, описаны наиболее известные подходы к реализации неоднородной диэлектрической структуры, их достоинства и недостатки. Сделаны выводы о важности правильного облучения ЛА для получения высокой эффективности использования апертуры и, одновременно, сохранения характеристик АС, таких как УБЛ и кроссполяризация на должном уровне.

2. Методы анализа искусственных неоднородных сред.

В соответствии с целями и задачами исследования, предполагается создание неоднородной ЛА используя однородный диэлектрический материал. Одним из возможных подходов, в данном случае, является создание искусственных сред с неоднородной *эффективной* ДП, и, таким образом, неоднородным эффективным коэффициентом преломления в рабочем диапазоне длин волн.

Таким образом, данная глава посвящена исследованию методов анализа и моделирования сред для обеспечения возможности создания искусственной среды с неоднородной эффективной ДП при использовании однородного материала.

Рассматривается дискретно-слоистая среда, с использованием как аналитического подхода, так и численного моделирования для расчета эффективных параметров.

2.1. Анализ слоистой диэлектрической среды

Распространение волн в средах с периодической слоистой структурой рассматривалось неоднократно [42, 43, 44, 45, 46, 47]. При рассмотрении в работах были выделены различные случаи:

- период структуры d сравним с длиной волны [42, 43];
- период структуры $d \ll \lambda$, исследован в [44] применительно к слоистой конфигурации, состоящей из чередующихся слоев диэлектрика и металла, в предположении достаточно сильно выраженного скин-эффекта в металле;
- распространение электромагнитной волны в направлении, перпендикулярном к слоям периодической структуры, лишенной поглощения, рассмотрено в [45];
- в работе [46] были дополнены и расширены результаты, полученные в [45], с использованием способа расчета и с получением результатов,

относящихся к случаю длинных волн из [45]. Получены «макроскопические» электромагнитные свойства среды, состоящей из чередующихся слоев однородных материалов.

– одновременный учёт частотной и пространственной дисперсии в слоистой периодической диэлектрической среде осуществлён в [47], получены приближенные и точные решения уравнений для фазовой скорости волны в исследуемой среде.

Рассмотрим периодическую слоистую среду с чередованием слоев двух типов. Предположим, что чередуются плоские слои двух веществ с комплексными проницаемостями ε_1, μ_1 (толщина слоя a) и ε_2, μ_2 (толщина слоя b). Нас будет интересовать поле, усредненное по периоду $d = a + b$ такой слоистой структуры. Введение этого среднего поля имеет смысл, лишь в том случае, если хотя бы по какому-либо одному направлению распространения поля его изменение на расстояниях порядка d достаточно мало. Количественно это условие можно формулировать так [46]:

$$kd|n_e| \ll 1, \quad (22)$$

где $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве, а n_e — эффективный показатель преломления среды, различный для разных направлений распространения и разных поляризаций. Как показано ниже, при переходе к достаточно длинным волнам выражение для вычисления эффективных параметров среды становятся относительно простыми [46]. Рассматриваемая неоднородная изотропная среда ведет себя тогда по отношению к усредненному полю как среда однородная, но анизотропная.

Из симметрии поставленной задачи ясно, что достаточно рассмотреть три случая распространения волны: распространение в направлении параллельном слоям, при двух поляризациях (электрический, либо магнитный

векторы параллельны слоям) и распространение в направлении перпендикулярном к слоям.

Ось z прямоугольной системы координат направим перпендикулярно к слоям. Напряженности истинных (квазимикроскопических) полей в веществе слоев будем обозначать через \mathbf{e} (электрического) и \mathbf{h} (магнитного), а усреднение по периоду d — чертой сверху. При этом, усредненные по периоду эффективные проницаемости ε_e и μ_e , обозначенные прямой чертой сверху ($\bar{\varepsilon}_e$ и $\bar{\mu}_e$) имеют отношение к соответствующим компонентам поля, направленным вдоль слоёв структуры, а обозначенные волнистой чертой сверху ($\tilde{\varepsilon}_e$ и $\tilde{\mu}_e$) имеют отношение к соответствующим компонентам поля, направленным перпендикулярно к слоям.

Считая условия для возможности рассмотрения поля как среднего на периоде выполненными, в работе [46] показано, что проницаемости рассматриваемой среды выражаются однократно вырожденными тензорами с совпадающими главными осями и с главными значениями. Главные значения проницаемостей, в соответствии с главными осями, для рассматриваемой среды будут иметь вид:

$$\varepsilon_{e1} = \varepsilon_{e2} = \bar{\varepsilon} = \frac{a\varepsilon_1 + b\varepsilon_2}{a + b}, \quad \varepsilon_{e3} = \tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_1\varepsilon_2(a + b)}{a\varepsilon_2 + b\varepsilon_1}, \quad (23)$$

$$\mu_{e1} = \mu_{e2} = \bar{\mu} = \frac{a\mu_1 + b\mu_2}{a + b}, \quad \mu_{e3}^e = \tilde{\mu} = \frac{\mu_1\mu_2(a + b)}{a\mu_2 + b\mu_1}$$

Вследствие того, что два из трех главных значений для проницаемости каждого типа равны между собой ($\varepsilon_{e1} = \varepsilon_{e2}$, $\mu_{e1} = \mu_{e2}$), в своей «оптической» области рассматриваемая среда обладает свойствами одноосного кристалла с оптической осью, перпендикулярной к слоям, и с поверхностью нормалей, состоящей (при действительных ε_1 , μ_1 , ε_2 , μ_2) из двух эллипсоидов вращения (рисунок 22).

Рисунок 22 иллюстрирует соотношения скоростей распространения волны в слоистой среде для различных направлений. Предельными случаями будут являться направления распространения вдоль осей oz и ox , причем для направления распространения вдоль ox , скорости распространения будут различны для двух поляризаций (в соответствии со случаями, рассмотренными выше – $e_y = e$ либо $h_y = h$). Видно, что скорость распространения вдоль оси oz не зависит от поляризации волны – данное направление и является «оптической осью»

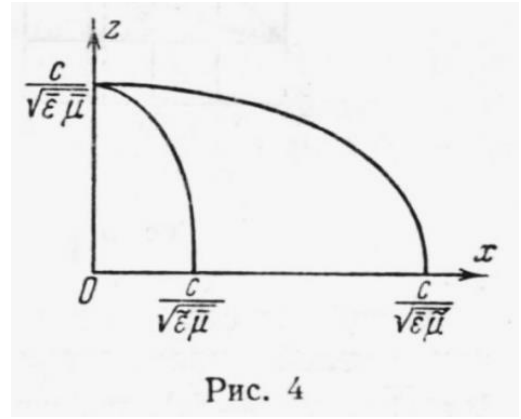


Рис. 4

Рисунок 22 – Иллюстрация тензорных свойств рассматриваемой среды

Выражения (23) показывают, что в зависимости от соотношений между толщинами слоёв a и b и модулями проницаемостей в этих слоях возможны самые разнообразные комбинации значений эффективных проницаемостей и, соответственно, разнообразные степени выраженности анизотропии.

2.1.1. Учёт потерь в средах с периодической слоистой структурой

В [46] приводятся выражения для ε и μ через действительные проницаемости ε' , μ' , и тангенсы углов диэлектрических ($tg \delta$) и магнитных ($tg \gamma$) потерь:

$$\begin{aligned} \varepsilon_m &= \varepsilon'_m (1 - i \operatorname{tg} \delta_m), \quad \mu_m = \mu'_m (1 - i \operatorname{tg} \gamma_m) \quad (m=1,2), \\ \bar{\varepsilon} &= \bar{\varepsilon}' (1 - i \operatorname{tg} \bar{\delta}), \quad \bar{\mu} = \bar{\mu}' (1 - i \operatorname{tg} \bar{\gamma}), \\ \tilde{\varepsilon} &= \tilde{\varepsilon}' (1 - i \operatorname{tg} \tilde{\delta}), \quad \tilde{\mu} = \tilde{\mu}' (1 - i \operatorname{tg} \tilde{\gamma}) \end{aligned} \quad (24)$$

Пренебрегая квадратами и произведениями тангенсов углов потерь, из (23) и (24) можно получить:

$$\bar{\varepsilon}' = \frac{a\varepsilon_1' + b\varepsilon_2'}{a+b}, \quad \text{tg } \bar{\delta} = \frac{a\varepsilon_1' \text{tg } \delta_1 + b\varepsilon_2' \text{tg } \delta_2}{a\varepsilon_1' + b\varepsilon_2'} \quad (25)$$

$$\tilde{\varepsilon}' = \frac{\varepsilon_1'\varepsilon_2'(a+b)}{a\varepsilon_2' + b\varepsilon_1'}, \quad \text{tg } \tilde{\delta} = \frac{a\varepsilon_2' \text{tg } \delta_1 + b\varepsilon_1' \text{tg } \delta_2}{a\varepsilon_2' + b\varepsilon_1'}$$

а также аналогичные формулы для магнитных величин.

Рисунок 23 иллюстрирует ход $\bar{\varepsilon}'$ и $\tilde{\varepsilon}'$ в функции от a . На графике указано значение, соответствующее наибольшему значению разности $\bar{\varepsilon}' - \tilde{\varepsilon}'$, и приведено само это значение. Чертой сверху обозначается усреднение величины по периоду d , причем плоской чертой для компоненты поля, лежащей в плоскости слоев, волнистой чертой для компоненты поля перпендикулярной плоскости слоёв (вдоль оси z).

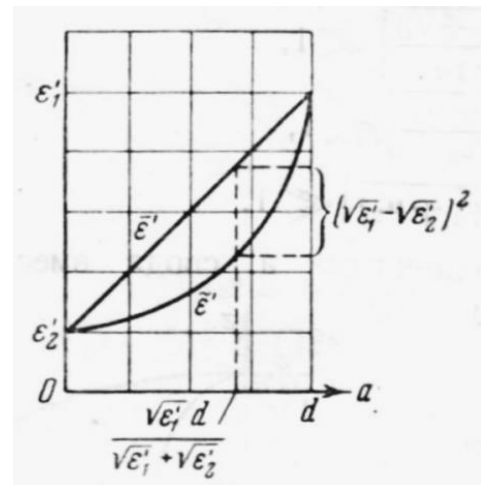


Рисунок 23 – Зависимости $\bar{\varepsilon}'$ и $\tilde{\varepsilon}'$ в функции от a

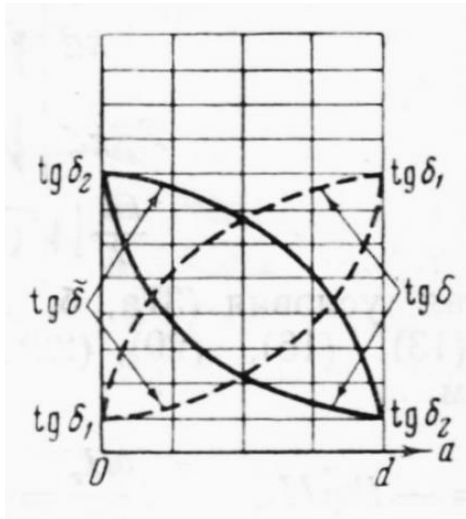


Рисунок 24 – Зависимости $\text{tg } \bar{\delta}$ и $\text{tg } \tilde{\delta}$ для различных случаев

На рисунке 24 показаны зависимости от a для $\text{tg } \bar{\delta}$ и $\text{tg } \tilde{\delta}$, построенная в предположении $\varepsilon'_1 > \varepsilon'_2$ для случаев $\text{tg } \bar{\delta}_2 > \text{tg } \bar{\delta}_1$ (сплошные кривые) и $\text{tg } \bar{\delta}_2 < \text{tg } \bar{\delta}_1$ (пунктирные кривые).

С той же степенью точности, что и в формулах (25), для эффективных показателей преломления, которые мы запишем в обычной форме $\sqrt{\varepsilon_e \mu_e} = n(1 - i\chi)$, получаются следующие выражения при распространении вдоль оси OZ («оптическая ось»):

$$n = \sqrt{\varepsilon' \mu'}, \quad \chi = \frac{\text{tg } \bar{\delta} + \text{tg } \bar{\gamma}}{2}. \quad (26)$$

При распространении волны перпендикулярно к оси OZ – для случая, когда вектор поля E параллелен слоям («обыкновенный луч» в оптике):

$$n = \sqrt{\varepsilon' \mu'}, \quad \chi = \frac{1}{2}(\text{tg } \bar{\delta} + \text{tg } \bar{\gamma}), \quad (27)$$

при распространении волны перпендикулярно к оси OZ – для случая, когда вектор поля E перпендикулярен к слоям («необыкновенный луч» в оптике):

$$n = \sqrt{\varepsilon' \mu'}, \quad \chi = \frac{1}{2}(\text{tg } \tilde{\delta} + \text{tg } \tilde{\gamma}). \quad (28)$$

2.1.2. Учёт частотной дисперсии и решение для произвольных углов облучения

Как уже было отмечено в начале главы 2 (2.1), авторы [47] получили приближенные и точные решения уравнений для фазовой скорости волны в слоистой периодической диэлектрической среде в зависимости от угла

падения и длины волны. При этом рассматривается диэлектрическая среда, т.е. ведётся расчет ε_{eff} .

Выведено приближенное аналитическое выражение значения ε_{eff} для поляризации, когда вектор электрического поля E параллелен плоскостям раздела слоев² («первой поляризации», следуя терминологии статьи):

$$\varepsilon_{eff} = \bar{\varepsilon} + \frac{[kab(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)]^2}{12d^2} \quad (29)$$

Из формулы (29) следует, что для первой поляризации приближенное значение ε_{eff} не зависит от угла φ .

Для направлений распространения волны, при которых вектор поля H параллелен слоям (т.е. «второй поляризации»):

$$\varepsilon_{eff} = \left(\frac{\cos^2 \varphi}{\tilde{\varepsilon}} + \frac{\sin^2 \varphi}{\bar{\varepsilon}} \right)^{-1} \left\{ 1 + \frac{[kab(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)]^2}{12d^2} \times \left[\frac{\sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi (\bar{\varepsilon}^2 / (\varepsilon_1 \varepsilon_2))}{\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi (\bar{\varepsilon} / \tilde{\varepsilon})} \right] \right\} \quad (30)$$

Для второй поляризации зависимость от угла φ обусловлена как различием компонент $\tilde{\varepsilon}$ и $\bar{\varepsilon}$ тензора диэлектрической проницаемости, так и зависимостью от φ квадратичной поправки. Авторы [47] отмечают, что квадратичная поправка максимальна при $a = b$, а при

$$\varphi = \varphi_0 = \arctg\left(\bar{\varepsilon} / \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}\right) \quad (31)$$

для второй поляризации она обращается в нуль.

Авторы [47] показывают интересную особенность этой поляризации, которая заключается в отсутствии частотной дисперсии при $\varphi = \varphi_0$. При этом как точное, так и приближенное решение не зависит от величины kd и равно статическому значению ($kd = 0$). Значение $\varphi = \varphi_0$ соответствует усредненному направлению распространения волны, при котором внутри слоев

² Условные обозначения в формулах далее относительно условных обозначений из работы [40] заменены на принятые в настоящем исследовании, с целью сохранения единства обозначений.

распространяются плоские волны, преломляющиеся на границах раздела слоев под углами Брюстера. Поэтому внутри слоев отсутствуют отраженные волны, интерференция которых и обуславливает частотную дисперсию.

Таким образом, возможен учёт пространственной и частотной дисперсий в рассматриваемой слоистой среде, что может позволить осуществлять построение моделей ЛА из однородных слоистых материалов с большей предсказуемостью конечных характеристик.

2.1.3. Расчет характеристик слоистой среды для вспененного ПВХ

Исходя из информации, приведенной главе 1 (п. 1.7) диссертации, о материалах для изготовления линзовых антенн, для аналогичного расчета характеристик слоистой среды выберем вспененный ПВХ

$$\varepsilon_1' = 1,6; \operatorname{tg} \delta_1 = 0,01$$

Данный материал, по величине относительной ДП, подходит для ЛА Люнебурга с вынесенным фокусом (ε в центре < 2). В качестве параметров второго материала в среде используем параметры свободного пространства.

$$\varepsilon_2' = 1; \operatorname{tg} \delta_2 = 0.$$

Пусть $a=b=d/2$. Тогда, для волны с $\lambda = 1$ см, согласно условию медленности изменения среднего поля [46]

$$kd \ll 30,4, \text{ т.е. } d \ll 4,84 \text{ см}$$

Из (25) получаем

$$\bar{\varepsilon}' = 1,3, \operatorname{tg} \bar{\delta}' = 0,0061,$$

$$\tilde{\varepsilon}' = 1,23, \operatorname{tg} \tilde{\delta}' = 0,0038.$$

Для данного и подобных случаев, введем понятие коэффициента заполнения, который будет вычисляться как a/d . Понятие коэффициента заполнения используется в дальнейшем.

На рисунке 25 приведены графики $\bar{\varepsilon}'$ и $\tilde{\varepsilon}'$, а на рисунке 26 –разности $\bar{\varepsilon}'$ и $\tilde{\varepsilon}'$, в зависимости от коэффициента заполнения для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве.

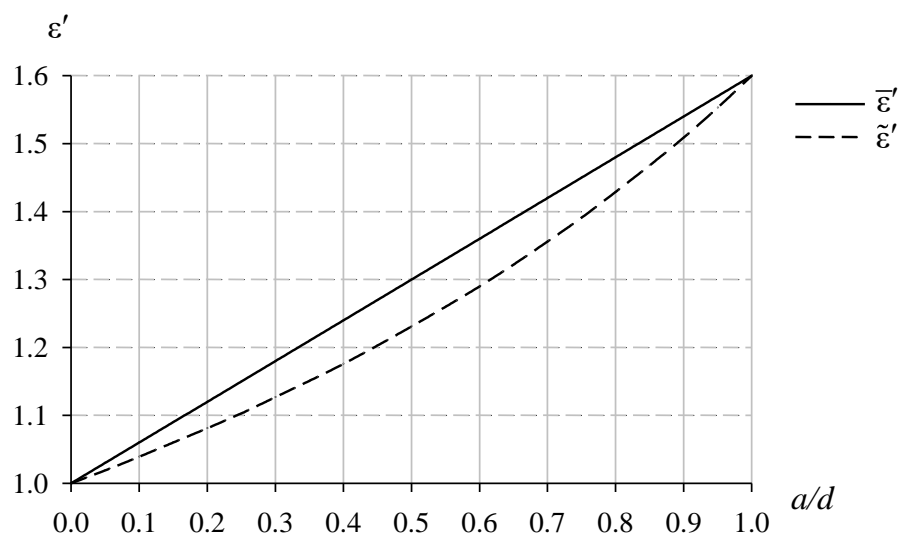


Рисунок 25 – Зависимости $\bar{\varepsilon}'$ и $\tilde{\varepsilon}'$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве

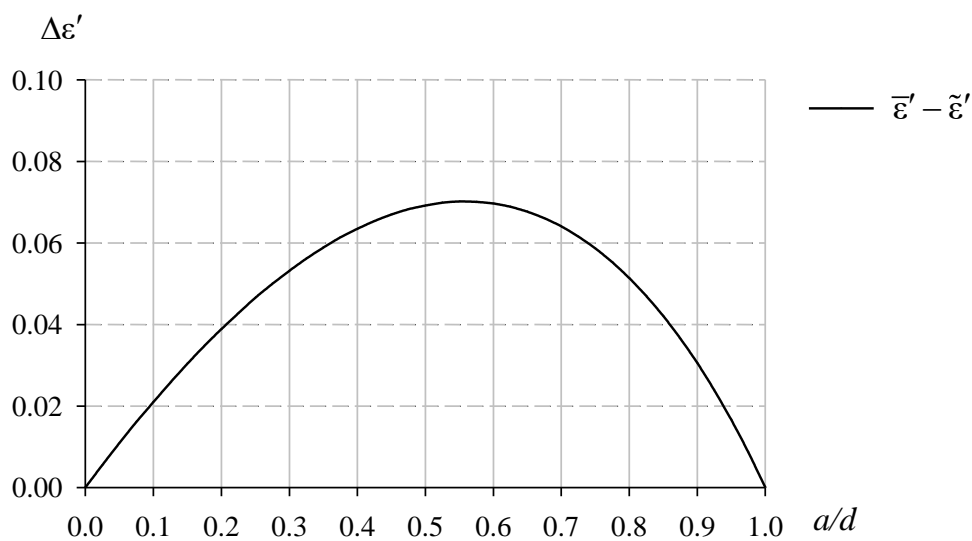


Рисунок 26 – Зависимость разности $\bar{\varepsilon}'$ и $\tilde{\varepsilon}'$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве

На рисунке 27 приведены зависимости $\text{tg } \bar{\delta}$ и $\text{tg } \tilde{\delta}$ от коэффициента заполнения для слоистой среды из вспененного ПВХ

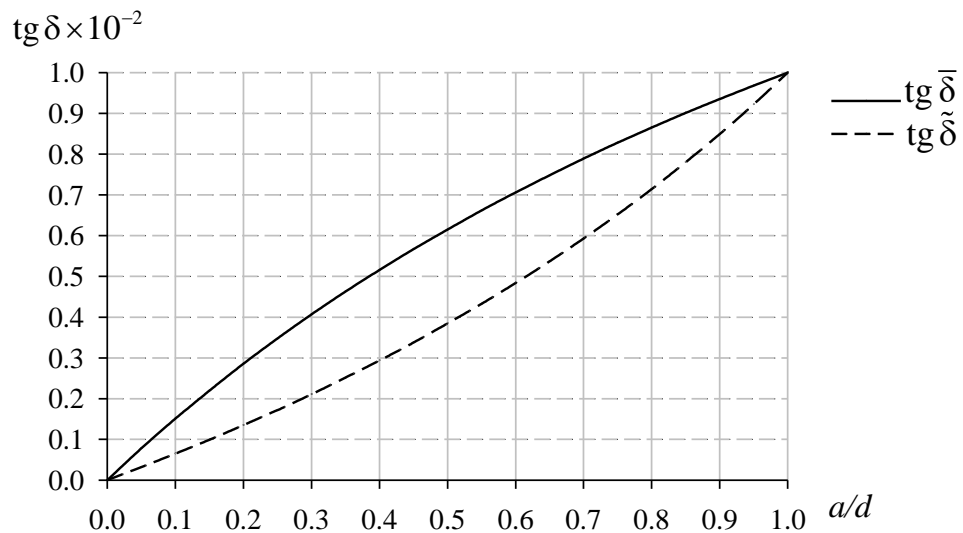


Рисунок 27 – Зависимости $\text{tg } \bar{\delta}$ и $\text{tg } \tilde{\delta}$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве

Вышеприведенный расчет характеристик слоистой среды для вспененного ПВХ демонстрирует возможность изменения эффективной ДП в периодической слоистой структуре с использованием только одного диэлектрического материала. Следует отметить наличие анизотропии, которая выражается в разности диэлектрических проницаемостей для электромагнитных волн с ортогональными линейными поляризациями, векторполяризации одной из которых лежит в плоскости расположения слоев структуры. Ожидаемым является искажение поля в апертуре линз на основе подобных структур, а также изменение КЭ поля при работе с круговой поляризацией. Получение конкретных выводов о влиянии анизотропии на характеристики АС требуют наличия начальных условий (размеров, длин волн, углов облучения и пр.).

2.2. Применение теоремы Флоке для анализа сред с периодически изменяющимися параметрами

Расчет эффективных характеристик структур с периодически изменяющимися параметрами (слоистых, с перфорацией или состоящих из различных повторяющихся участков) также возможен с использованием теоремы Флоке. Она позволяет получить гармоническое разложение любой функции, значения которой повторяются периодически с точностью до экспоненциального множителя. Именно такой «периодической» функцией описываются поля в окрестности бесконечной периодической решётки, возбуждение которой имеет равномерное по амплитуде и линейно изменяющееся по фазе распределение. Теорема Флоке является по существу обобщением теории рядов Фурье для периодических функций.

Теорема Флоке лежит в основе анализа фазированных антенных решеток (ФАР) [48], однако, также применима для исследования тонкопленочных диэлектрических волноводов с периодически изменяющимся коэффициентом преломления, подложек с периодическим изменением параметров, периодически изменяющихся поверхностей [49]. В работе [49], при помощи решения уравнений Максвелла с использованием теоремы Флоке, были построены диаграммы Бриллюэна, рассчитаны полосы рабочих частот и коэффициенты затухания указанных структур.

В работе [50] приводится исследование характеристик распространения в многослойной диэлектрической периодической структуре, посвященное распространению электромагнитных волн в продольном и поперечном направлениях относительно периодичности структуры. Использование теоремы Флоке сокращает исследование до анализа единичной ячейки распространяющейся моды поля, TE и TM поляризации. Полученные результаты оценивают влияние изменения толщины слоёв и ДП на постоянную распространения и распределение поля в каждой ячейке.

Теорема Флоке в комбинации с методом конечных разностей во временной области (FDTD – finite-difference time-domain) позволяет получать достаточно точные параметры матрицы рассеяния сетки металлических проводников [51]. Описанный в данной работе алгоритм позволяет исследовать любые периодически повторяющиеся сложные, в т.ч. несимметричные формы.

Современные САПР имеют инструменты для получения численных результатов в виде амплитуд и фаз полей, распределения электромагнитного поля в дальней зоне с использованием теоремы Флоке.

В работе [52] с помощью программ High Frequency System Simulator (HFSS) [53] и CST Microwave Studio (MWS) [54] выполнен анализ падения плоской волны на границу раздела двух сред и проведено сравнение численного решения с аналитическим. Для моделирования структуры бесконечного размера с периодически повторяющимися фрагментами были использованы каналы Флоке. Под каналом Флоке понимается часть пространства, ограниченная стенками (см. рисунок 28), на которых установлены периодические граничные условия. Задача формулируется следующим образом: на бесконечную в плоскости XOY периодическую структуру падает из верхнего полупространства плоская волна, требуется найти рассеянное структурой поле.

Рассмотрим представление поля внутри прямоугольного канала Флоке [55, 56].

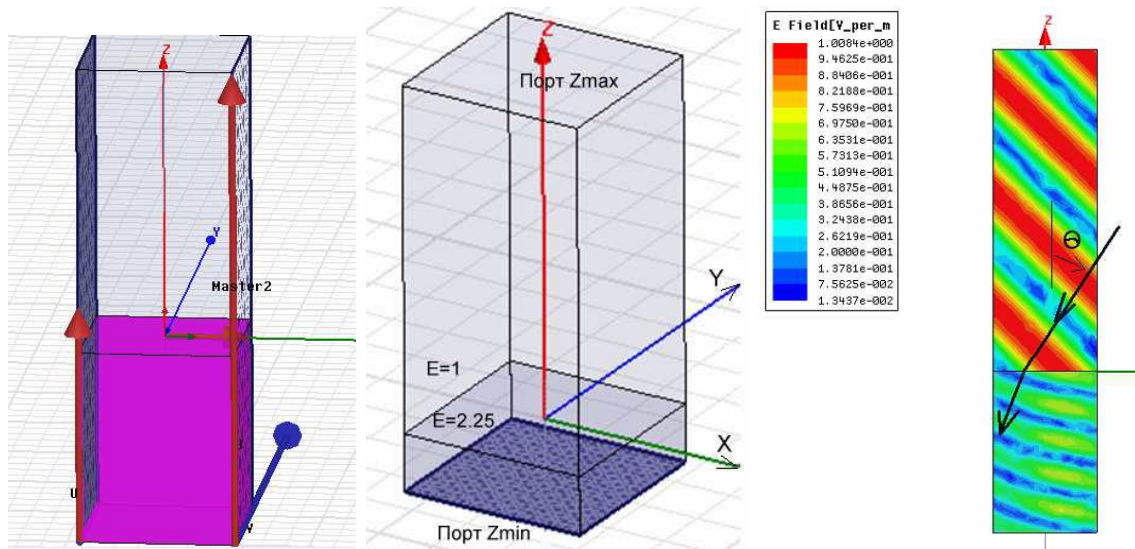


Рисунок 28 – Фрагмент диэлектрической подложки, на которую падает плоская волна

Для прямоугольного канала Флоке составляющие поля E при $z > 0$ имеют следующий вид

$$E(x, y, z) = \sum_n \sum_m a_{n,m} e^{-i\kappa_n x - i\beta_m y - \gamma_{n,m} z} \quad (32)$$

где $\kappa_n = \kappa_0 + 2\pi n/L_x$, $\beta_m = \beta_0 + 2\pi m/L_y$, $\gamma_{n,m} = \sqrt{k^2 - \kappa_n^2 - \beta_m^2}$, $L_{x,y}$ – периоды повторения структуры по осям OX и OY , $a_{n,m}$ – амплитуда n , m гармоники ($n, m = 0, 1, 2, \dots$), k – волновое число свободного пространства. Выражение для поля H имеет полностью аналогичный вид.

Постоянные κ_0, β_0 задаются падающим полем, которое имеет вид плоской волны:

$$\kappa_0 = k \sin \theta \cos \varphi, \quad \beta_0 = k \sin \theta \sin \varphi,$$

θ – меридиональный угол падения плоской волны, а φ – азимутальный угол.

В теории периодических структур ряд (32) называется разложением поля по гармоникам Флоке, каждая из которых является членом ряда. Можно увидеть, что гармоника Флоке с нулевыми индексами $n = m = 0$, которую часто называют основной гармоникой, имеет структуру поля, совпадающую с полем

падающей волны. В случае плоской поверхности вид решения электродинамической задачи известен [55, 57]. Так как в примере рассматривается полупространство при $z > 0$, то она описывает поле отраженной волны. Можно записать разложение аналогичное (32) для полупространства при $z < 0$. Основная гармоника в этом разложении будет соответствовать прошедшей (преломленной) волне.

2.2.1. Расчет характеристик слоистой среды с использованием теоремы Флоке

Выше, в 2.1.3, был приведен пример расчета характеристик слоистой среды из вспененного ПВХ, выполненный при помощи выражений, рассмотренных в подразделе 2.1.1. Выполним аналогичный расчет в САПР CST Microwave Studio методом расчета в частотной области с использованием теоремы Флоке. Для расчета используем те же параметры материала, что были заданы ранее:

$$\varepsilon'_1 = 1,6; \operatorname{tg} \delta_1 = 0,01.$$

В качестве параметров второго материала в среде используем параметры свободного пространства.

Для осуществления расчетов в САПР необходимо также задать и прочие геометрические параметры структуры. Исследуем участок слоистой структуры длиной $10\lambda_0$, с периодом структуры $d = 0,5$ см. на частоте 30 ГГц ($\lambda_0 = 1$ см.). Период структуры выбран исходя из условий медленности изменения среднего поля [46], т.е. $kd \ll 30,4$, или $d \ll 4,84$ см.

На рисунке 29 показан изометрический вид исследуемой слоистой структуры в границах области расчета, а также окно установки граничных условий.

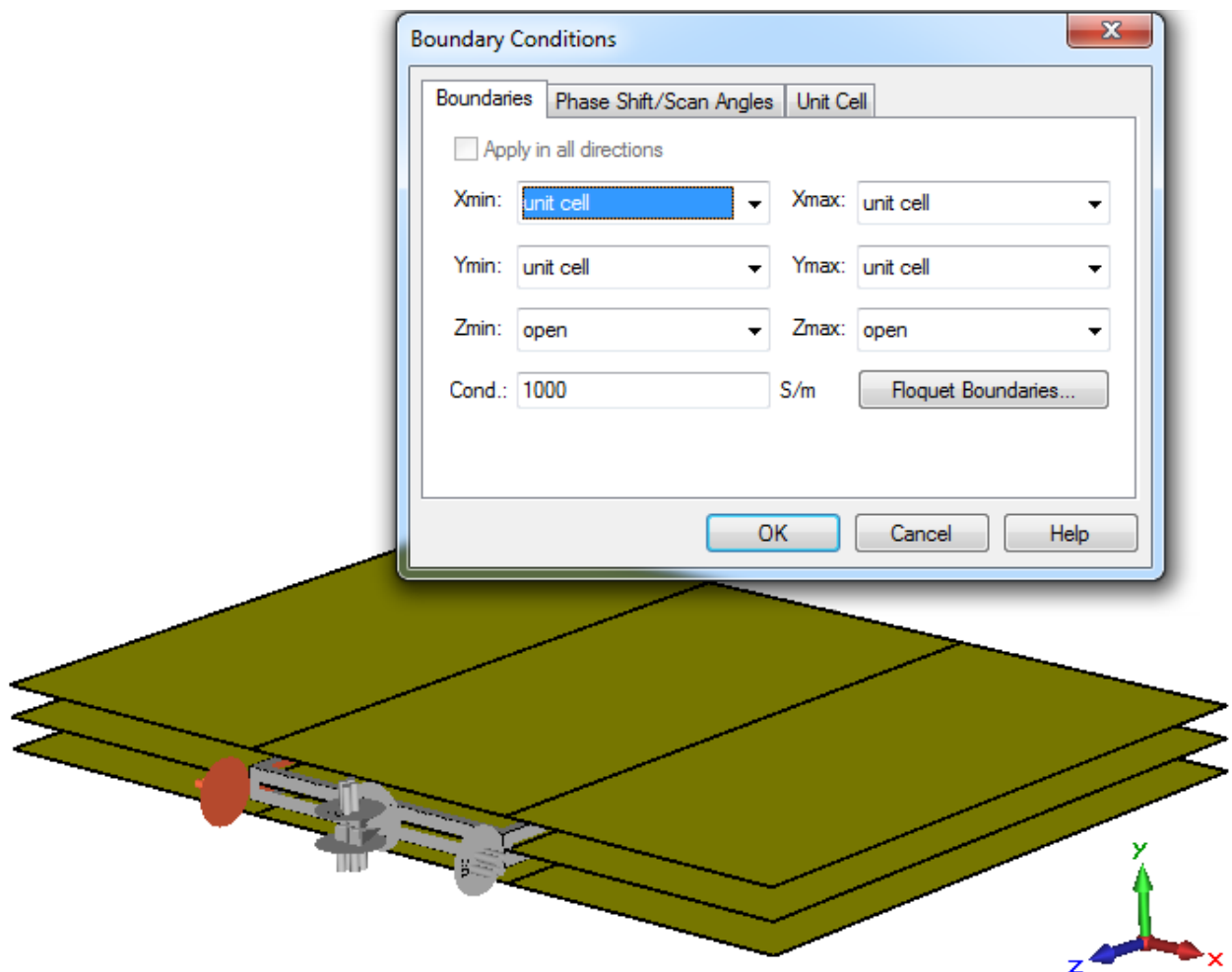


Рисунок 29 – Изометрический вид исследуемой слоистой структуры с окном установки граничных условий

В результате моделирования получены зависимости фазы и амплитуды электромагнитной волны на выходе структуры от толщины слоя материала (от коэффициента заполнения структуры). На рисунке 30 приведена зависимость фазы прошедшей электромагнитной волны от коэффициента заполнения исследуемой слоистой структуры, полученная для дискретных значений толщины слоя материала (поле E перпендикулярно слоям).

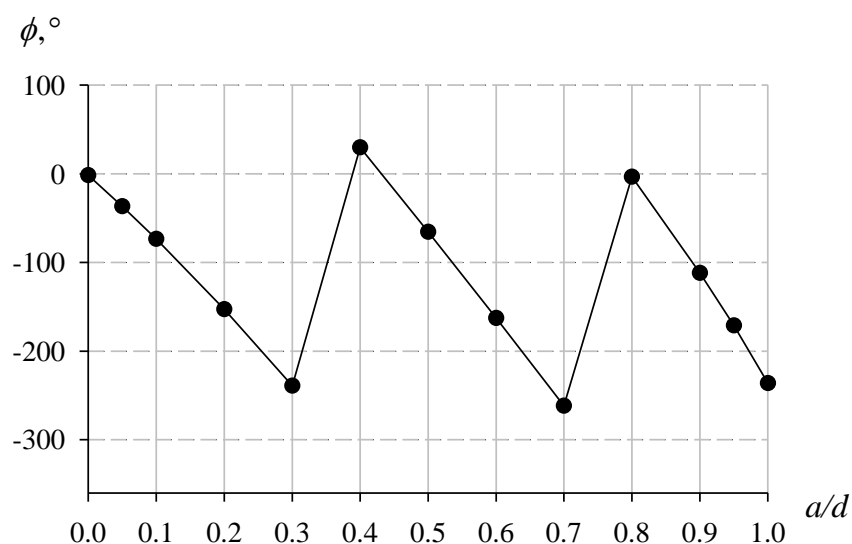


Рисунок 30 – Зависимость фазы прошедшей электромагнитной волны от коэффициента заполнения исследуемой слоистой структуры

На рисунке 31 приведена зависимость амплитуды прошедшей электромагнитной волны от коэффициента заполнения исследуемой слоистой структуры, полученная для дискретных значений толщины слоя материала (поле E перпендикулярно слоям).

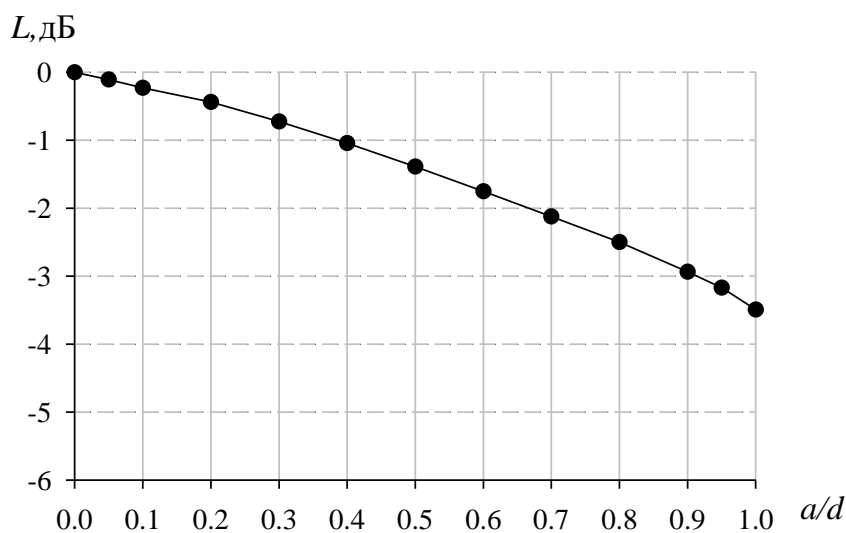


Рисунок 31 – Зависимость амплитуды прошедшей электромагнитной волны от коэффициента заполнения исследуемой слоистой структуры

Полученные значения фазы и амплитуды используем для дальнейшего расчета эффективных параметров среды.

Значения эффективной ДП вычисляются на основе данных о фазе прошедшей волны по следующему алгоритму:

- устранение сброса фазы на 360° («развертывание» кривой, приведение в монотонный вид);
- Добавление постоянной составляющей, образующейся из длины пути волны в свободном пространстве (в нашем случае $10 \lambda_0$, или 3600°);
- Непосредственно вычисление эффективной ДП из знаний о длине пути и о фактически накопленной фазе прошедшей волны;

На рисунке 32 приведены графики $\bar{\varepsilon}'$ и $\tilde{\varepsilon}'$ в зависимости от коэффициента заполнения, полученные из данных о фазе прошедшей волны.

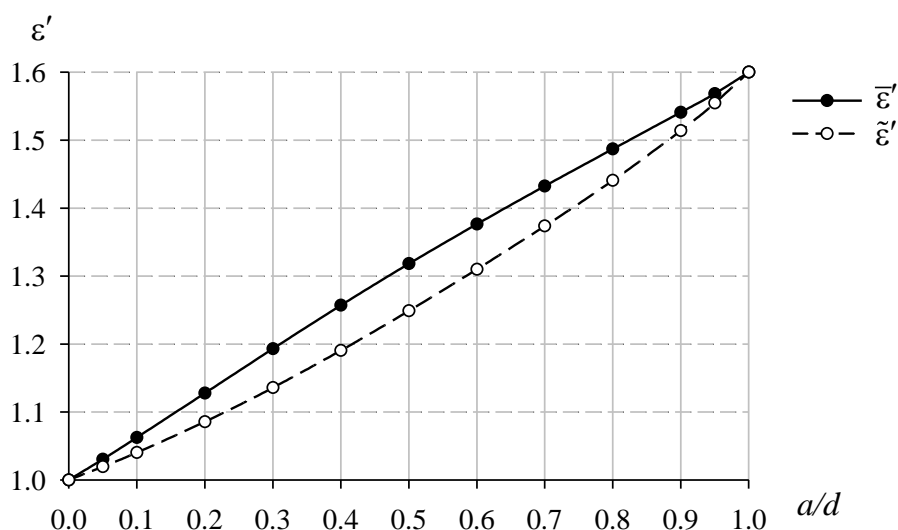


Рисунок 32 – $\bar{\varepsilon}'$ и $\tilde{\varepsilon}'$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве

На рисунке 33 приведен график разности $\bar{\varepsilon}'$ и $\tilde{\varepsilon}'$, в зависимости от коэффициента заполнения для слоистой среды.

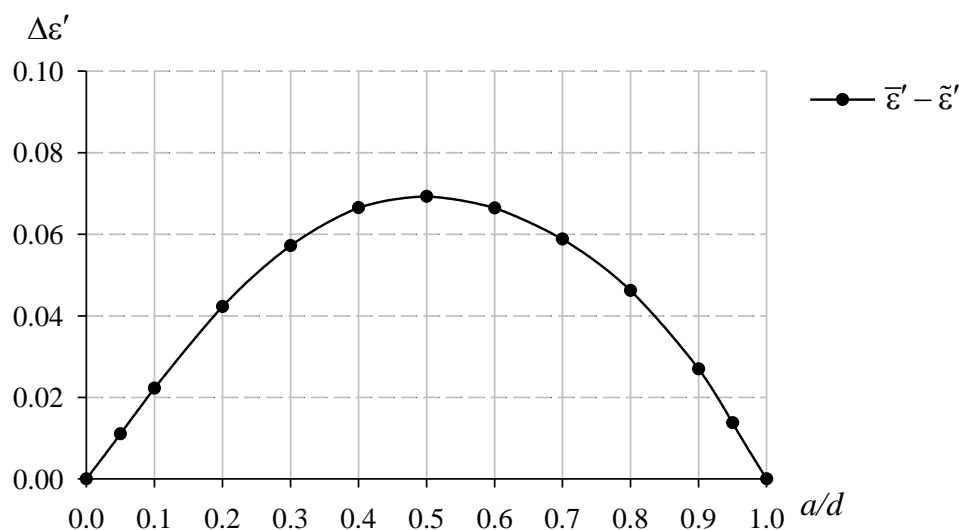


Рисунок 33 – Разность $\bar{\epsilon}'$ и $\tilde{\epsilon}'$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве

Значения эффективных тангенсов угла диэлектрических потерь вычисляются на основе данных о затухании прошедшей волны.

Известно следующее выражение для затухания волны в диэлектрической среде с потерями [58]:

$$L = 20 \lg e^{k''l} \approx 8.69 k''l \text{ [дБ]}, \quad (33)$$

где l – расстояние, пройденное фазовым фронтом волны

При этом мнимая часть волнового числа может быть выражена следующим образом [59]:

$$k'' = \omega \sqrt{\frac{\mu_0 \epsilon'}{2} \left(\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} \right)} - 1, \quad (34)$$

Исходя из вышеприведенных формул, может быть выведено выражение для получения тангенса угла диэлектрических потерь:

$$\operatorname{tg} \delta = \sqrt{\left(1 + \frac{2}{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon'} \left(\frac{L}{8.69 \cdot l \cdot \omega} \right) \right)}. \quad (35)$$

На рисунке 27 приведены зависимости $\text{tg } \bar{\delta}$ и $\text{tg } \tilde{\delta}$ от коэффициента заполнения для слоистой среды из вспененного ПВХ, полученные из данных о затухании прошедшей волны при помощи выражения (35).

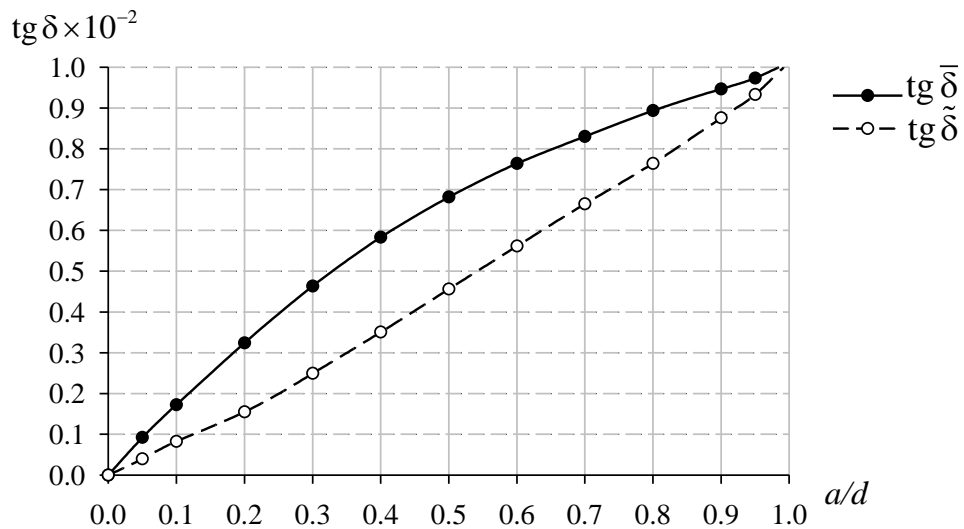


Рисунок 34 – $\text{tg } \bar{\delta}$ и $\text{tg } \tilde{\delta}$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве

Приведем величины эффективных параметров среды для коэффициента заполнения $= 0,5$ ($a = b = d/2$):

$$\bar{\epsilon}' = 1,32, \text{tg } \bar{\delta} = 0,0068,$$

$$\tilde{\epsilon}' = 1,249, \text{tg } \tilde{\delta} = 0,0045.$$

Вышеприведенный пример расчета характеристик слоистой среды из вспененного ПВХ, выполненный при помощи выражений, полученных в 2.1, для тех же условий дает следующие значения эффективных параметров:

$$\bar{\epsilon}' = 1,3, \text{tg } \bar{\delta} = 0,0061,$$

$$\tilde{\epsilon}' = 1,23, \text{tg } \tilde{\delta} = 0,0038.$$

Таким образом, наблюдается некоторое расхождение результатов, оцениваемое в $\approx 1,5\%$ для значений эффективной ДП, и $\approx 11\text{--}18\%$ для значений эффективного тангенса угла диэлектрических потерь (коэффициента заполнения $= 0,5$).

Сравнение зависимостей эффективных ДП от коэффициента заполнения приведены на рисунках 35 и 36.

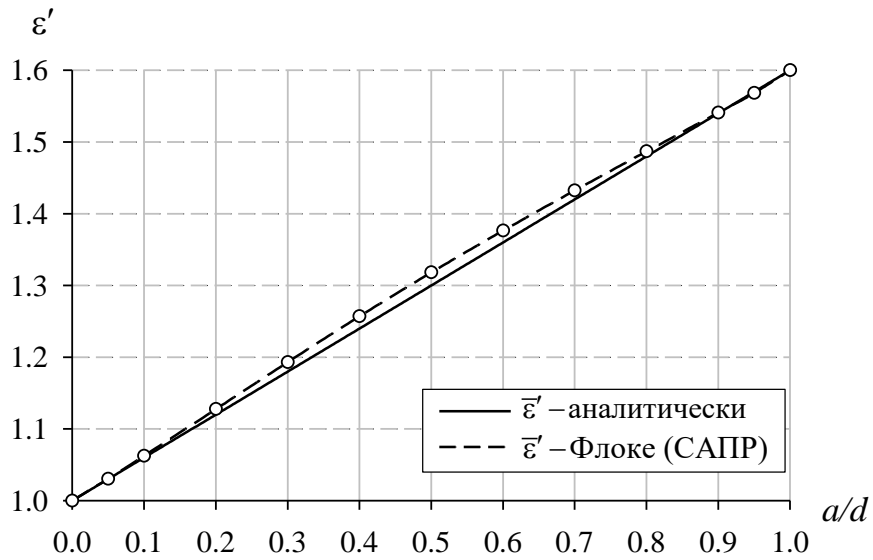


Рисунок 35 – $\bar{\epsilon}'$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве, вычисленные различными способами

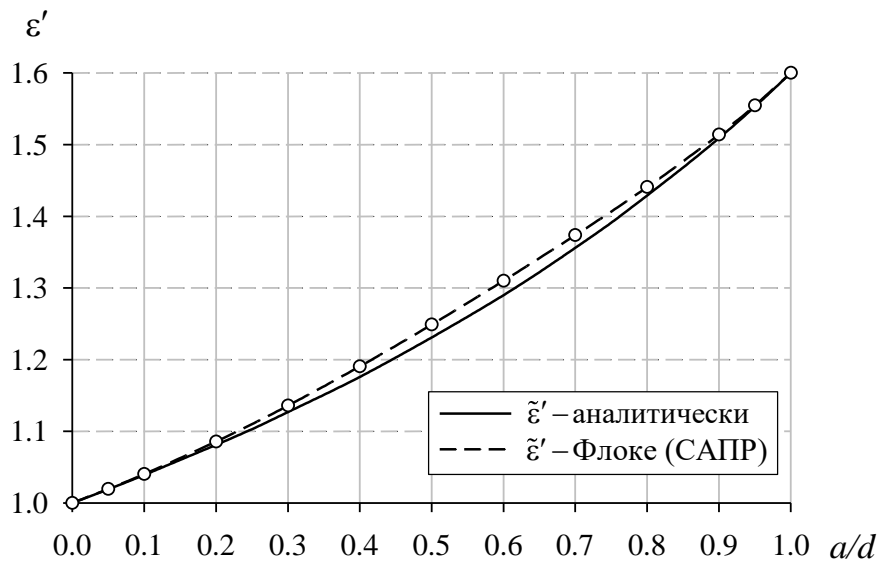


Рисунок 36 – $\tilde{\epsilon}'$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве, вычисленные различными способами

Видно, что кривые, полученные из данных о фазе прошедшей волны в САПР с использованием теоремы Флоке, проходят выше кривых, полученных с использованием выражений (25) (см. 2.1.1). При этом для крайних значений диапазона коэффициента заполнения результаты, полученные различными

способами, сходятся хорошо. Сравнение зависимостей эффективных тангенсов угла диэлектрических потерь для различных способов расчета не приводится, т.к. имеют аналогичный вид – для крайних значений диапазона коэффициента заполнения результаты, полученные различными способами, хорошо согласуются, для других значений кривые, полученные с использованием теоремы Флоке, проходят выше.

На рисунке 37 приведены зависимости разности $\bar{\epsilon}'$ и $\tilde{\epsilon}'$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве, вычисленные различными способами.

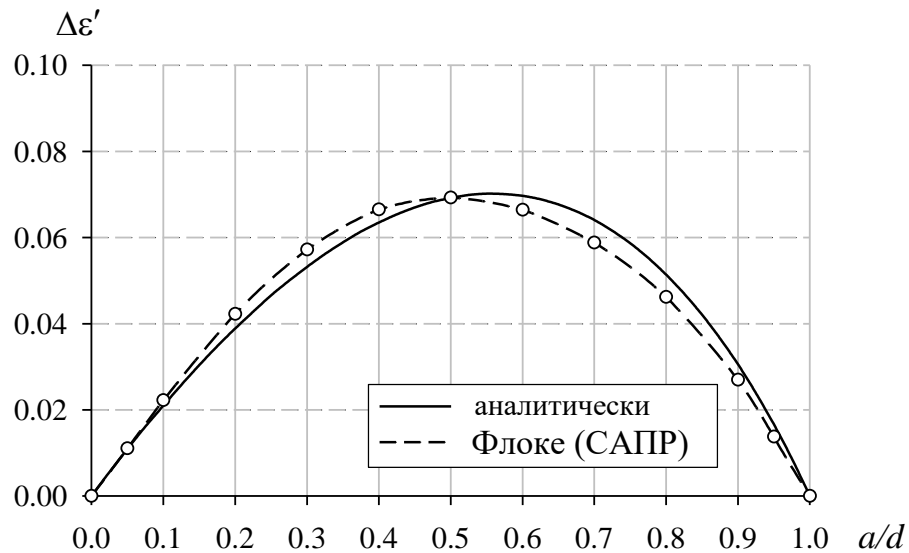


Рисунок 37 – Сравнение зависимостей разности $\bar{\epsilon}'$ и $\tilde{\epsilon}'$ для слоистой среды из вспененного ПВХ в свободном пространстве

Можно сделать вывод о том, что максимумы разностей $\bar{\epsilon}'$ и $\tilde{\epsilon}'$ для различных поляризаций электрического поля для различных способов расчета соответствуют несколько отличающимся значениям коэффициента заполнения. В случае расчета с использованием выражений (25) из 2.1, максимум приходится на значение коэффициента заполнения $\approx 0,55$, в случае расчета из данных о фазе прошедшей волны в САПР с использованием теоремы Флоке – на значение коэффициента заполнения = 0,5. Однако, сам

максимум разности $\bar{\epsilon}'$ и $\tilde{\epsilon}'$ для обоих вариантов расчета практически не отличается, и находится на уровне $\approx 0,07$.

Расчет характеристик слоистой среды для вспененного ПВХ с помощью теоремы Флоке подтверждает возможность изменения эффективной ДП в периодической слоистой структуре с использованием только одного диэлектрического материала. Также, подтверждается наличие анизотропных свойств исследуемой среды.

Точность вычисления эффективных параметров возможно оценить при расчете линзы на основе слоистой структуры, используя для синтеза геометрии линзы данные, полученные различными способами.

2.3. Выводы

Рассмотренные в данной главе способы анализа параметров слоистой среды, в общем, обеспечивают получения схожих значений параметров. Главными результатами по данной главе являются как выводы о возможности использования слоистой диэлектрической среды для создания искусственного диэлектрика с зависимостью ДП от координаты с использованием только одного диэлектрического материала, так и непосредственный расчет параметров такой среды, позволяющий перейти к моделированию ЛА.

3. Моделирование неоднородных ЛА

В данной главе приводятся результаты моделирования неоднородных ЛА с различными облучателями: простыми (открытый конец волновода, модель элемента Гюйгенса, прямоугольный пирамидальный и конические рупоры) и специальными облучателями для повышения КИП, а также для работы с круговой поляризацией поля.

Результаты моделирования неоднородных ЛА получены в САПР электродинамического моделирования при расчете методом конечного интегрирования (временной метод, гексаэдрическая сетка).

3.1. Моделирование неоднородных ЛА со сферической симметрией

Прототипом ЛА со сферической симметрией, представленных в данной главе, является ЛА Люнебурга. То есть, целью является реализация неоднородности эффективного показателя преломления в теле ЛА, по тому же закону, который имеет место для показателя преломления в ЛА Люнебурга. При помощи моделирования производится проверка работоспособности модели, выясняются допустимые пределы для дискретизации параметров моделей (количество сферических/цилиндрических слоёв, дискретность изменения толщины плоского слоя и т.п.), производится оценка влияния анизотропии структуры ЛА (при наличии таковой) на антенные характеристики.

3.1.1. Моделирование ЛА Люнебурга.

Данная часть главы 3 посвящена моделированию ЛА Люнебурга [1], дискретно набранной из сферических слоёв однородного диэлектрика (аналогично [19]). Полученные результаты необходимы в дальнейшем для оценки достигаемых параметров ЛА из плоских слоев однородного диэлектрика.

В данном случае модель ЛА Люнебурга состоит из сферических слоёв, ДП каждого слоя при этом отличается от ДП соседнего и изменяется вдоль радиуса по закону $\varepsilon_i = 2 - \left(\frac{r_i}{R}\right)^2$, где r_i – средний радиус конкретного i -го слоя, R – общий радиус ЛА.

Изометрический вид модели сферической ЛА Люнебурга представлен на рисунке 38, в разрезе модель представлена на рисунке 39. Возбуждение антенны производится источником поля линейной поляризации, который представляет собой открытый конец прямоугольного волновода, с размером сечения – $0,4 \times 0,8\lambda_0$. Диаметр ЛА $12\lambda_0$. ДН модели для частоты f_0 представлены на рисунках 40 и 41 для плоскостей E и H соответственно, (количество дискретов ДП 20).

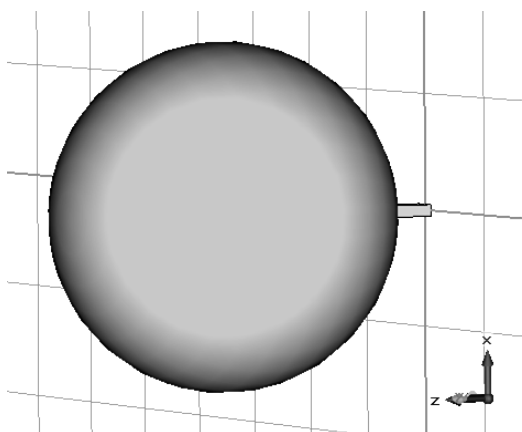


Рисунок 38 – Изометрический вид модели сферической ЛА Люнебурга

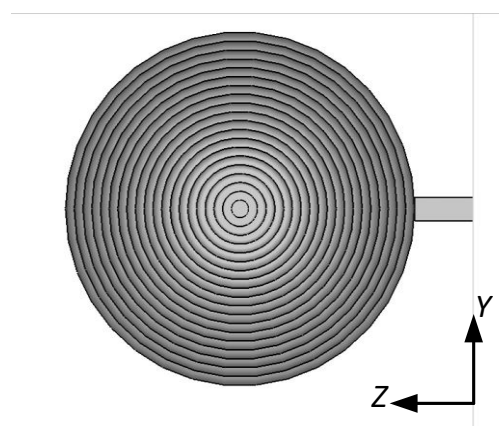


Рисунок 39 – Модель сферической ЛА Люнебурга в разрезе

В данном случае происходит фокусирование излучения в обеих плоскостях

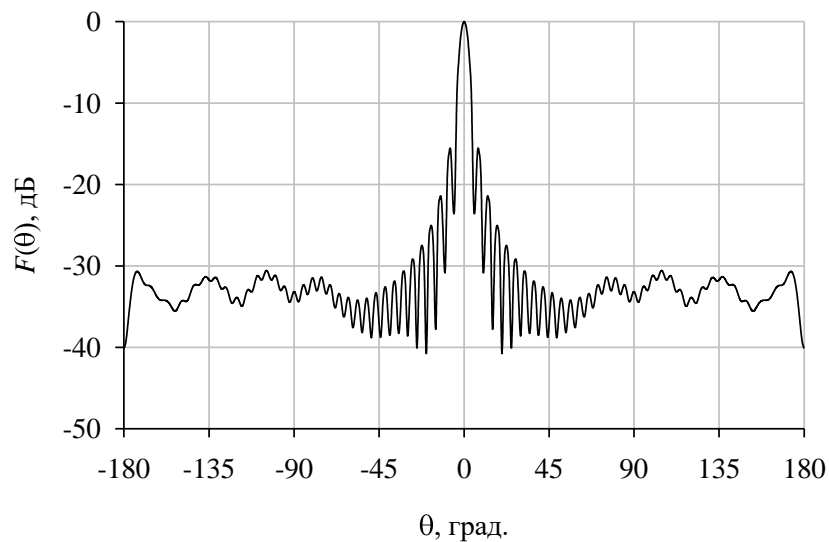


Рисунок 40 – Расчётная ДН в плоскости E модели сферической ЛА Люнебурга

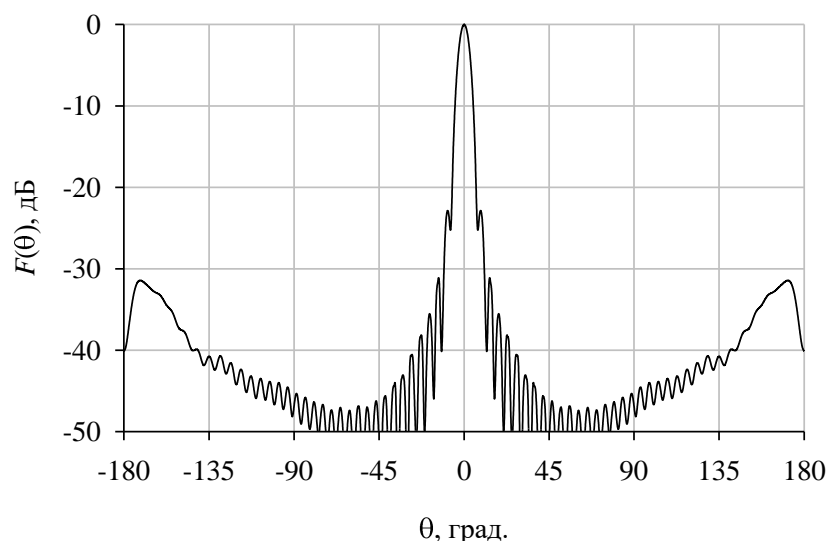


Рисунок 41 – Расчётная ДН в плоскости H модели сферической ЛА Люнебурга

ДН в плоскостях E и H имеют некоторые отличия в уровнях первых боковых лепестков (-16,1 дБ в плоскости E и -23дБ в плоскости H), а также в уровнях бокового излучения в целом. Причина данного явления – формирование различного амплитудного распределения в ЛА в E и H плоскостях при использовании указанного облучателя.

На рисунках 42 и 43 приведены ДН сферической ЛА Люнебурга с вышеуказанными параметрами, для случая, в котором облучателем выступает модель источника Гюйгенса [60].

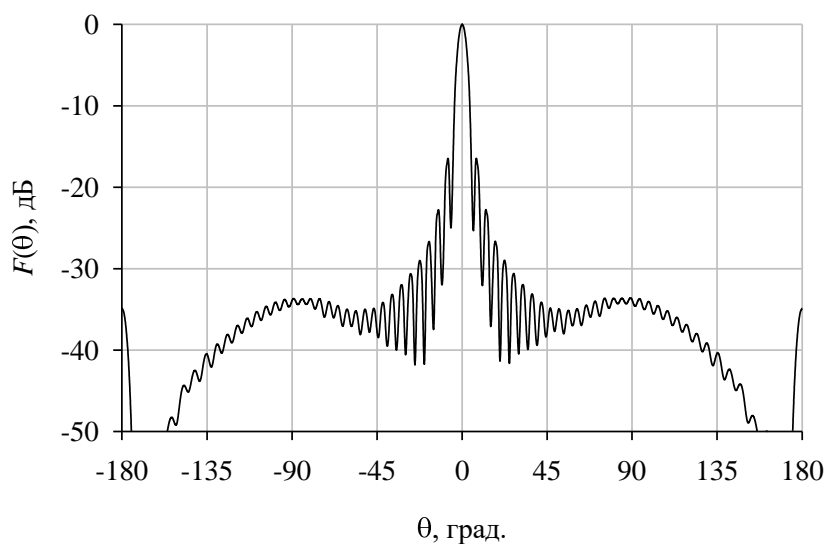


Рисунок 42 – Расчётная ДН в плоскости E модели сферической ЛА Люнебурга с источником Гюйгенса

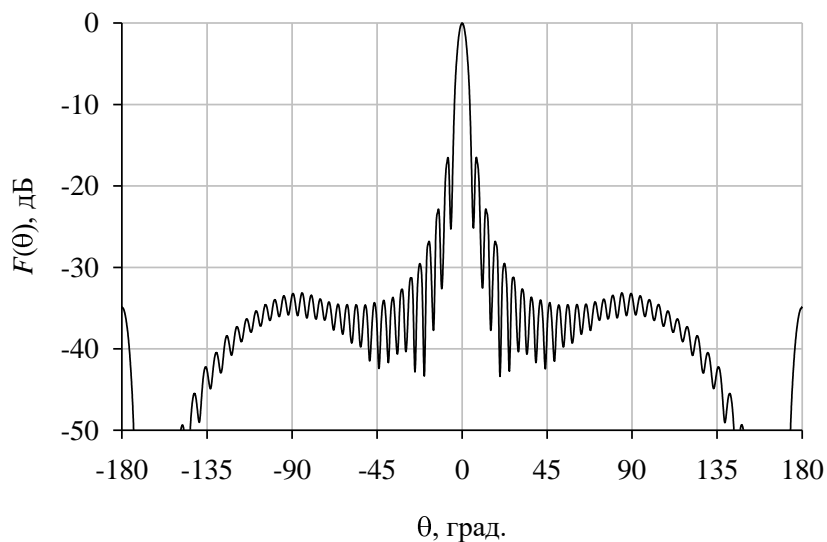


Рисунок 43 – Расчётная ДН в плоскости H модели сферической ЛА Люнебурга с источником Гюйгенса

В случае использования модели источника Гюйгенса, ДН такой АС в обеих плоскостях практически не отличаются, а уровень первого бокового лепестка составляет -17дБ. Наблюдаемые незначительные отличия между вышеприведенными ДН связаны с дискретизацией модели источника Гюйгенса.

Характеристики сферической ЛА зависят от количества дискретов ДП. Далее представлены полученные графики зависимостей параметров антенны от количества дискретов ДП вдоль радиуса ЛА, для случая с облучателем в виде открытого конца прямоугольного волновода.

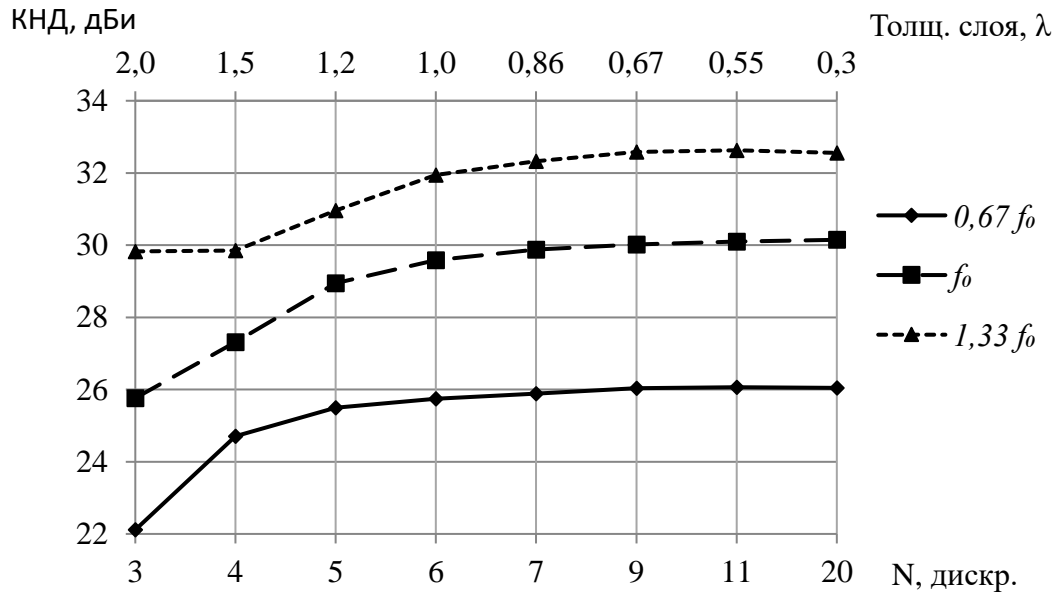


Рисунок 44 – КНД антенны в зависимости от количества дискретов

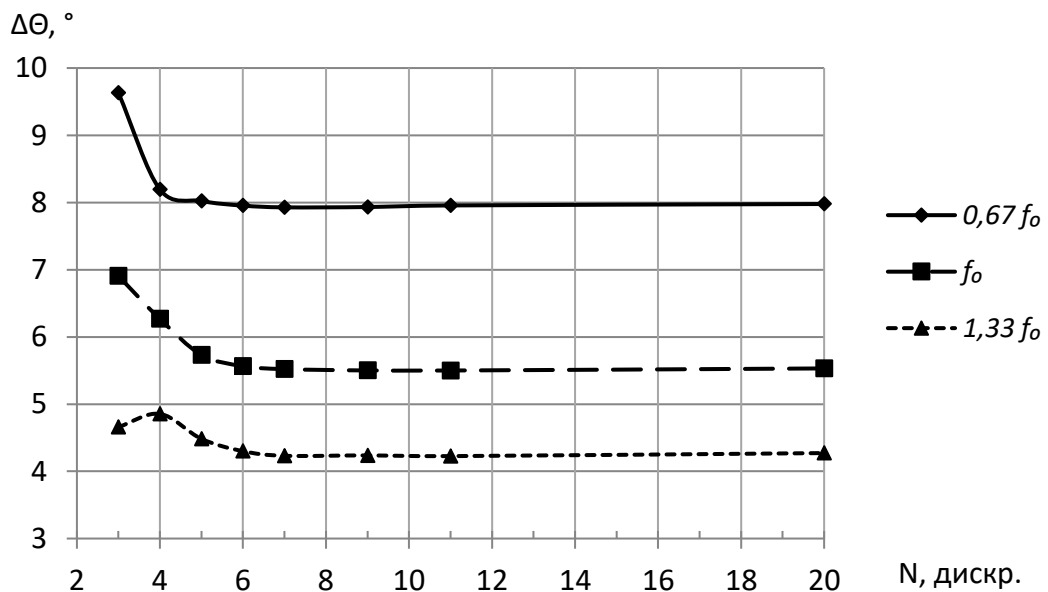


Рисунок 45 – Ширина ДН в плоскости Н в зависимости от количества дискретов

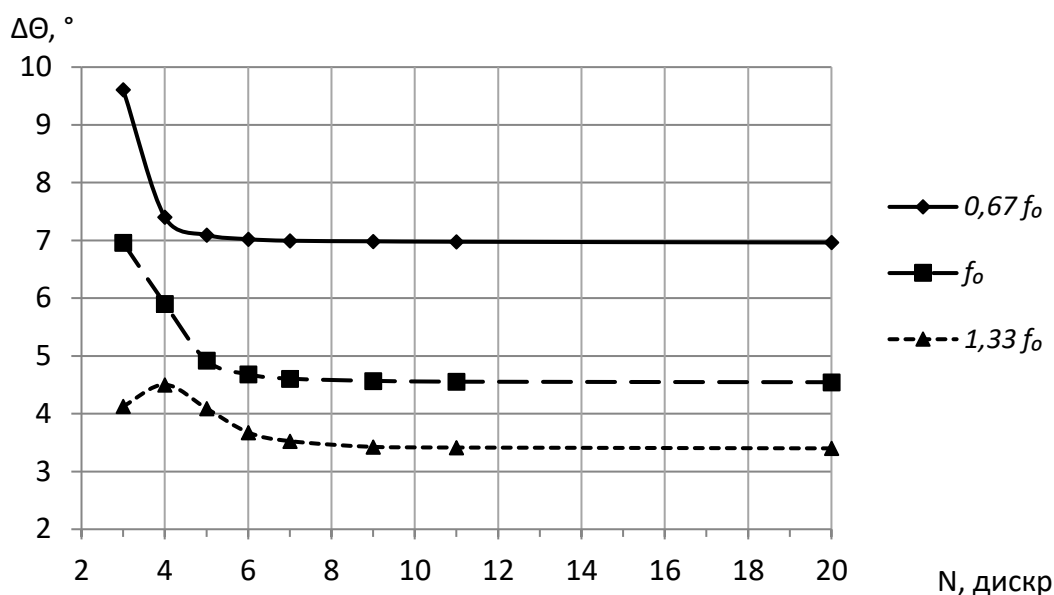


Рисунок 46 – Ширина ДН в плоскости E в зависимости от количества дискретов

Из рисунков 44-46 видно, что в случае сферической ЛА данного электрического размера достаточно ограничиться 7-10 слоями диэлектрика с различной ДП.

Различие в ширине ДН в плоскостях E и H , которые можно заметить при анализе графиков на рисунках 45 – 46, объясняются различными амплитудными распределениями в соответствующих плоскостях облучателя. В плоскости E распределение более равномерное, что приводит к меньшей ширине ДН. Очевидно, играет также роль размеры облучателя – в плоскости E размер облучателя меньше, чем в плоскости H .

Аналогичные выводы о связи УБЛ и параметров облучателя могут быть сделаны при анализе графиков на рисунках 47 и 48.

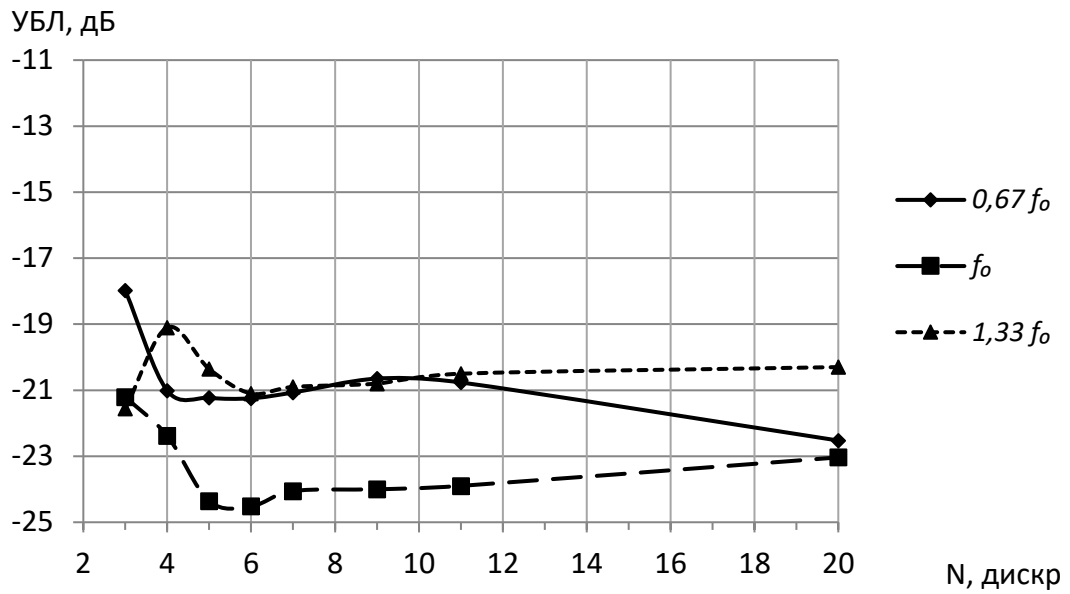


Рисунок 47 – Уровень первого бокового лепестка ДН в плоскости H в зависимости от количества дискретов

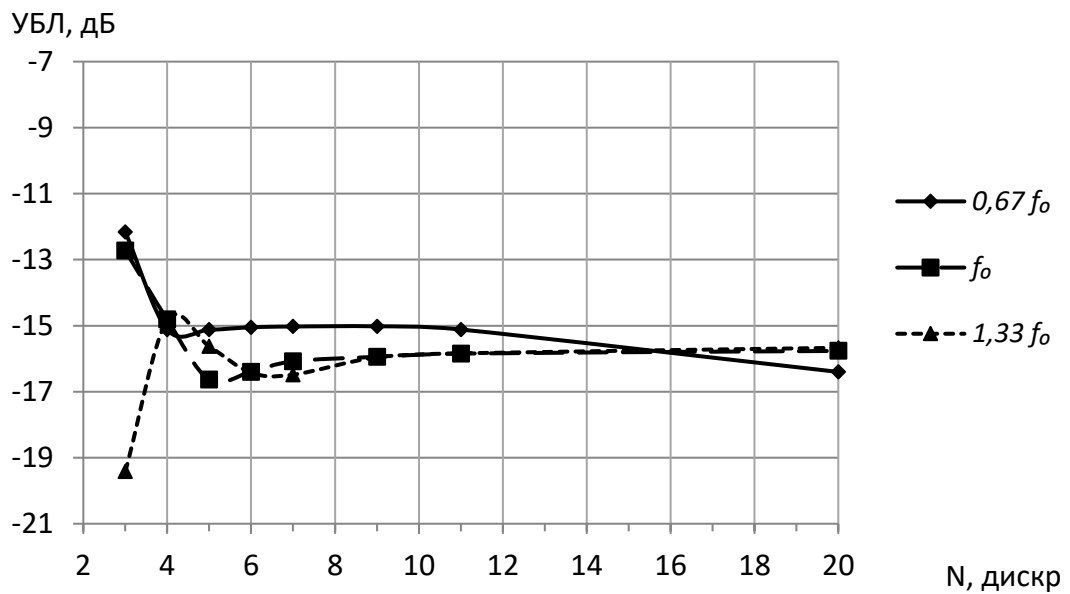


Рисунок 48 – Уровень первого бокового лепестка ДН в плоскости E в зависимости от количества дискретов

На основе вышеприведенных графиков можно сделать вывод о том, что уровень первого бокового лепестка ДН ЛА Люнебурга, для данных электрических размеров, начинает слабо зависеть от количества дискретов ДП со значения количества дискретов, равного 7.

В таблице 2 сведены характеристики ЛА с большим количеством дискретов для сравнения характеристик ЛА с различным способом реализации неоднородности в дальнейшем.

Таблица 2 – Характеристики сферической ЛА Люнебурга

F, f_0	КНД, дБи	$\Delta\theta_H$, град.	$\Delta\theta_E$, град.
0,67	26,05	8	6,95
1	30,15	5,5	4,55
1,33	32,6	4,1	3,2

Данные о ДН ЛА Люнебурга могут быть получены из внешних источников, но они рассчитаны разными методами и для разных электрических размеров, т.е. их будет сложно использовать для прямого сравнения и оценки получаемых результатов, в частности, параметров ДН. Таким образом, данный подраздел третьей главы предоставляет «эталонные» данные о характеристиках АС на основе ЛА Люнебурга, с которыми можно производить сравнение характеристик исследуемой антенной системы на основе квазисферической линзы из слоёв дискретно-переменной толщины.

3.1.2. Модель квазисферической ЛА Люнебурга из цилиндрических колец

Неоднородную сферическую ЛА Люнебурга, аппроксимируемую некоторым количеством концентрических сфер с поверхностями конечной толщины из однородного диэлектрика, рассмотренную в предыдущем подразделе данной главы, трудно изготовить. Трудности связаны с технологиями изготовления и монтажа слоёв в форме шара. Необходимо исследовать возможность более простой, с технологической точки зрения, сферической линзы.

Рассмотрим модель линзы Люнебурга, состоящую из осесимметричного набора слоев цилиндрических колец, ДП каждого кольца отличается от ДП соседнего, и изменяется вдоль радиуса линзы дискретно, от кольца к кольцу, по закону $\varepsilon_i = 2 - \left(\frac{r_i}{R}\right)^2$, где r_i – расстояние от центра линзы до среднего радиуса конкретного кольца, R – общий радиус линзы.

Изометрический вид модели ЛА Люнебурга данного типа представлен на рисунке 49.

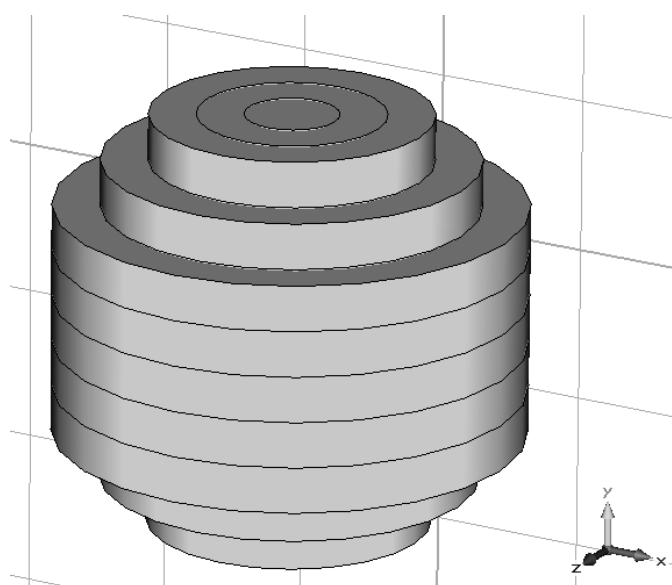


Рисунок 49 – Изометрический вид квазисферической ЛА из цилиндрических колец

Вид сбоку для моделей с 3, 5 и 11 дискретами по ϵ вдоль радиуса представлен на рисунке 50. Количество дискретов ϵ , в соответствии с ориентацией на рисунках, одинаково как вдоль оси OY , так и вдоль осей OX и OZ . Дискретность толщины «цилиндрического кольца» является постоянной, следовательно, с удалением от центра линзы по оси OY , количество таких «колец» в плоскости XZ уменьшается.

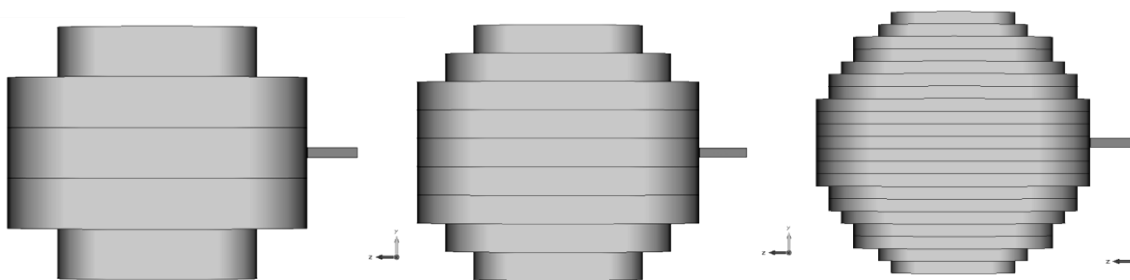


Рисунок 50 – Модель квазисферической ЛА из цилиндрических колец (количество дискретов вдоль радиуса – 3, 5 и 11)

Пример распределения значений ДП для модели с тремя дискретами вдоль радиуса ЛА приведен в таблице 3.

Таблица 3 – Значения ДП диэлектрических колец.

	1.31	1.53	1.31	
1.19	1.64	1.86	1.64	1.19
1.31	1.75	1.972	1.75	1.31
1.19	1.64	1.86	1.64	1.19
	1.31	1.53	1.31	

Таким образом, для построения ЛА потребовалось бы наличие семи различных материалов с соответствующими ДП.

В целях оценки антенных характеристик, ниже приводятся графики ДН, зависимости КНД и ШДН от количества дискретов вдоль радиуса ЛА. Возбуждение системы производится открытым концом прямоугольного волновода, размер сечения которого – $0,4 \times 0,8\lambda_0$, при этом вектор

электрического поля ориентирован вдоль оси OY . Диаметр ЛА $12\lambda_0$. ДН модели антенны с 11 дискретами по радиусу для частоты f_0 представлены на рисунках 51 и 52.

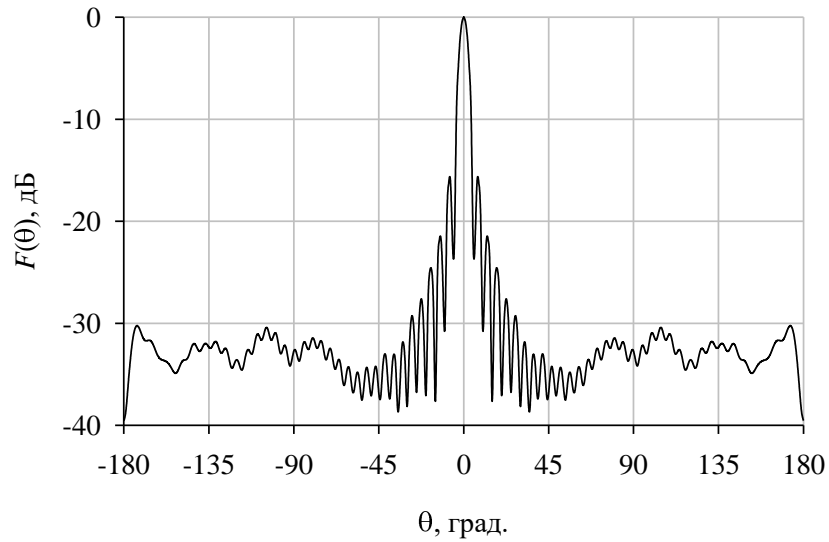


Рисунок 51 — ДН в плоскости E модели ЛА из цилиндрических колец

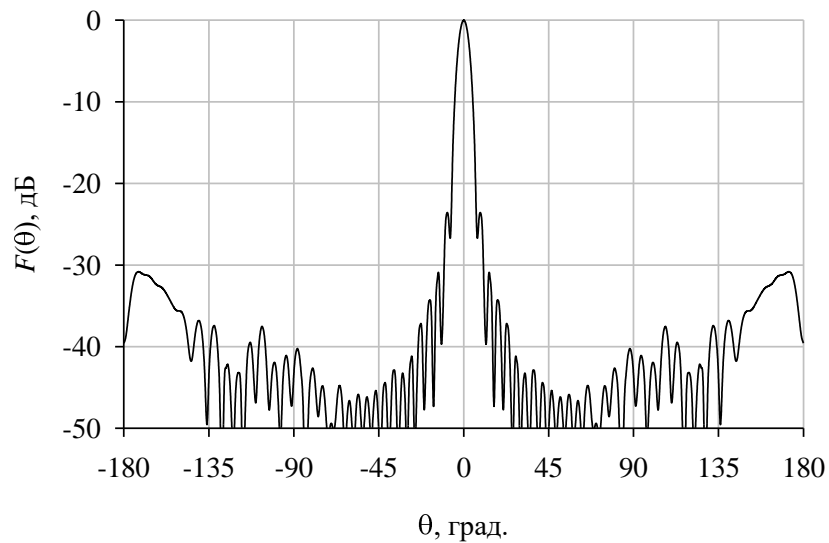


Рисунок 52 — ДН плоскости H модели ЛА из цилиндрических колец в

Как видно из сравнения рисунков 40 и 51, рисунков 41 и 52, замена слоёв диэлектрика в форме шара (рисунки 40 и 41) на цилиндрические (рисунки 51 и 52) не привела к изменению формы ДН в двух плоскостях. УБЛ на центральной частоте в плоскостях E и H составляют -16 дБ и -24 дБ соответственно.

Далее представлены графики зависимостей параметров антенны от количества дискретов ДП вдоль радиуса линзы:

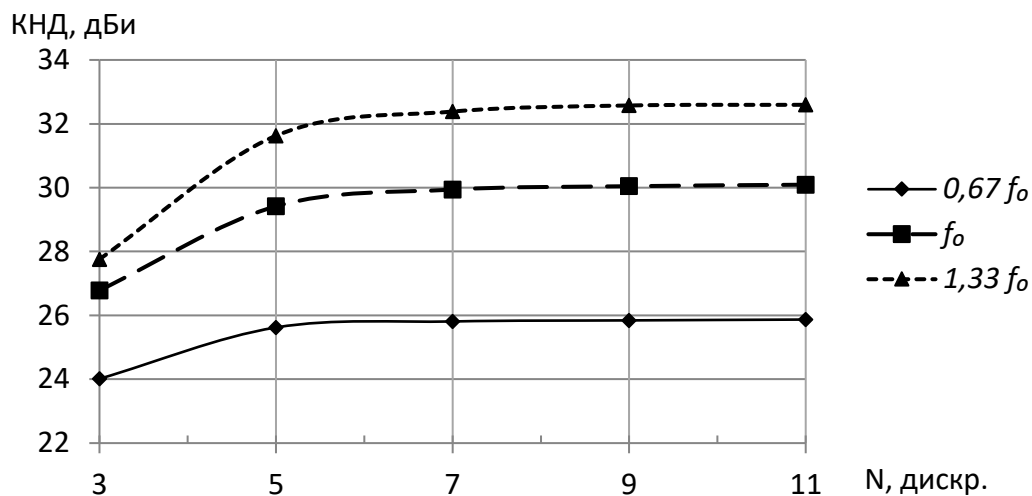


Рисунок 53 – КНД антенны (N – количество дискретов)

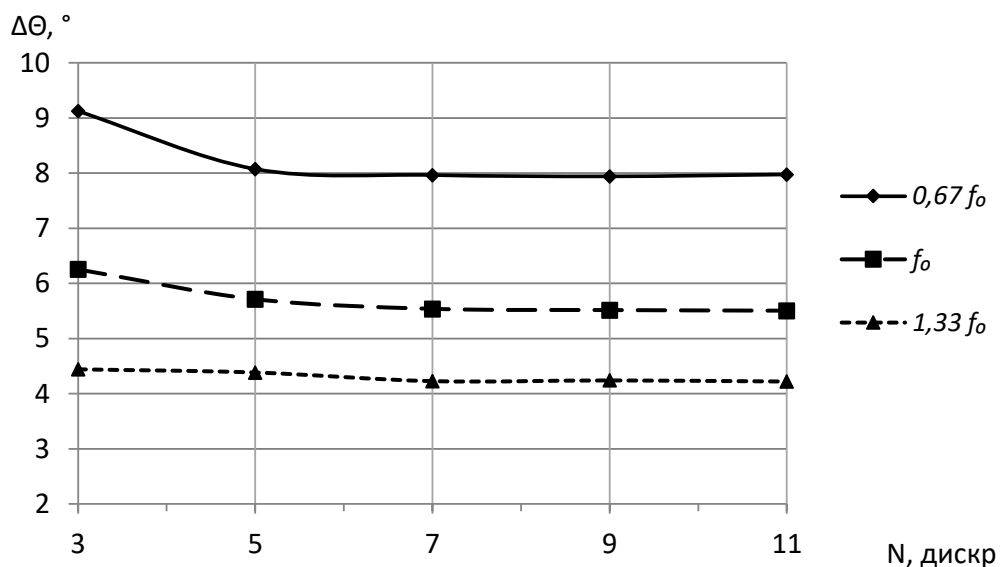


Рисунок 54 – Ширина ДН в плоскости H (N – количество дискретов)

Из сравнения рисунков 44 и рисунков 53 видно, что зависимость КНД в данном случае также практически совпадает с аналогичной зависимостью для более «точной» модели ЛА Люнебурга.

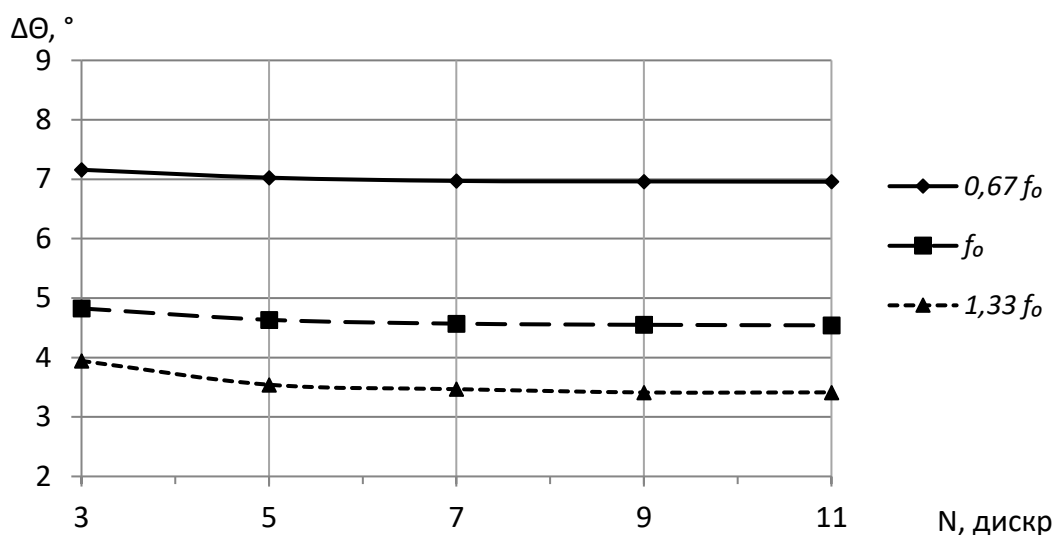


Рисунок 55 – Ширина ДН в плоскости Е (N – количество дискретов)

Зависимости ширины ДН в двух плоскостях (рисунки 54 и 55) также практически совпадают с аналогичными зависимостями для предыдущей модели.

В таблице 4 сведены характеристики ЛА с большим количеством дискретов для сравнения характеристик линз с различным способом реализации неоднородности в дальнейшем.

Таблица 4 – Характеристики ЛА из цилиндрических колец

F, f₀	КНД, дБи	Δθ _H , град.	Δθ _E , град.
0,67	26	8	6,95
1	30,1	5,5	4,55
1,33	32,6	4,05	3,2

Модель квазисферической ЛА Люнебурга из цилиндрических колец в полной мере не решает поставленных в исследовании задач. Главной «выгодой» такой структуры модели может быть упрощение технологии изготовления слоёв в виде цилиндрических колец, а не в виде сферических слоев. Однако, всё так же требуется большая номенклатура материалов с различной ДП.

3.1.3. Квазисферическая ЛА из слоёв диэлектрика дискретно-переменной толщины

Идея построения модели ЛА из слоёв однородного диэлектрика позволяет устранить недостаток вышерассмотренной модели ЛА из цилиндрических колец (а, следовательно, и ЛА из сферических слоёв), связанный с необходимостью наличия номенклатуры материалов с различной диэлектрической проницаемостью. Суть идеи заключается в том, чтобы заменить сплошной материал кольца ЛА из подраздела 3.1.2 на специальную структуру, то есть, удалить часть объема цилиндрического кольца, таким образом, чтобы эффективная ДП соответствовала необходимой в конкретном «кольце» (т.е. в некотором цилиндрическом объеме пространства) с использованием только одного диэлектрического материала для всей ЛА.

Вышеприведенные расчеты в главе 2 показывают, что вариация толщины диэлектрика в слое с фиксированным периодом позволяет изменять эффективную ДП. Таким образом, заменяя сплошное кольцо на слоистую структуру с соответствующим, необходимым, коэффициентом заполнения, появляется возможность дискретно изменять эффективную ДП вдоль радиуса ЛА с использованием только одного диэлектрического материала.

Далее на рисунках приведены виды моделей, иллюстрирующие переход от вышеприведенной модели ЛА, составленной из цилиндрических колец, к модели ЛА из слоёв одного и того же однородного диэлектрика дискретно-переменной толщины. На рисунке 56 приведены виды модели в разрезе – для 3 и 5 дискретов вдоль радиуса.

На рисунке 57 показана модель ЛА с 15 дискретами изменения толщины материала в слое вдоль радиуса [4, 5]. Межслойное расстояние (период слоистой структуры) для данной модели на центральной частоте расчетного диапазона составляет $0,4 \lambda_0$.

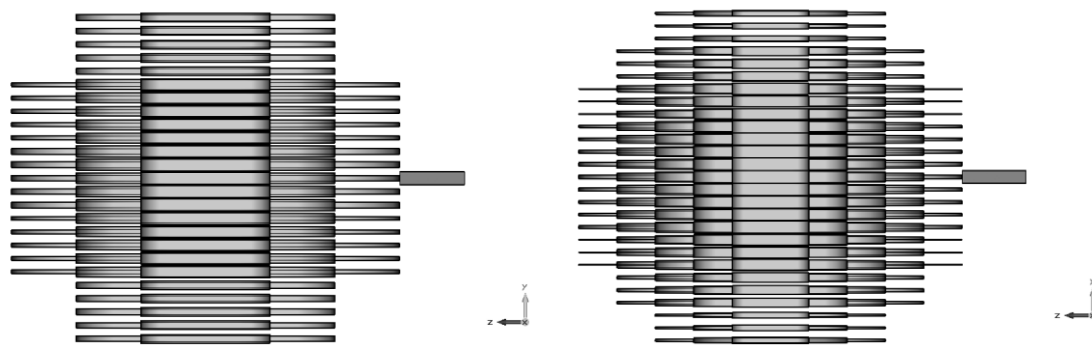


Рисунок 56 – ЛА из слоёв однородного диэлектрика дискретно-переменной толщины в разрезе. Количество дискретов вдоль радиуса – 3 (слева) и 5 (справа)

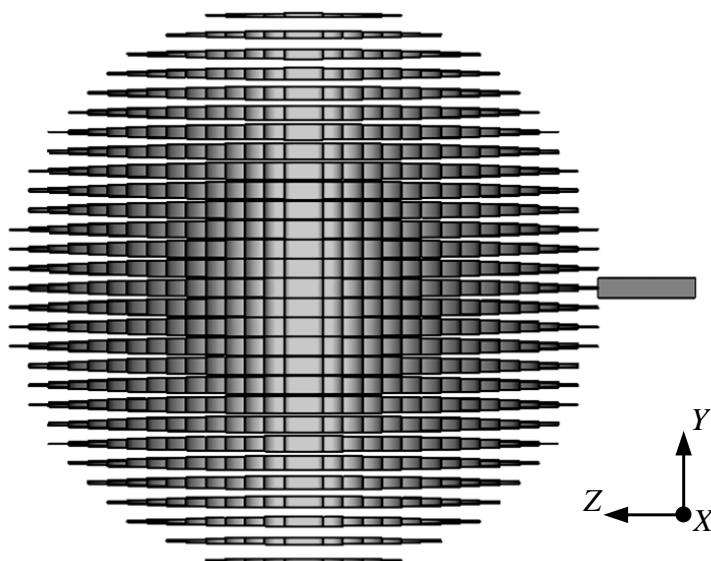


Рисунок 57 – ЛА из слоёв однородного диэлектрика дискретно-переменной толщины в разрезе. Количество дискретов вдоль радиуса – 15

Предварительно, в точности таким же образом, как в подразделе 2.2.1, была исследована зависимость эффективной ДП от толщины материала в слое фиксированных размеров для диэлектрика с $\varepsilon = 2$. Зависимость была исследована для поля электромагнитной волны, вектор E которого направлен перпендикулярно плоскости слоя. Затем полученная зависимость была использована для построения модели. Диаметр ЛА составил $12 \lambda_0$, как и в случае рассмотрения предыдущих типов моделей. Облучение производится открытым концом прямоугольного волновода, размер сечения которого – $0,4 \times 0,8 \lambda_0$.

ДН модели ЛА с 15 дискретами по радиусу для частоты f_0 представлены на рисунке 58 и 59.

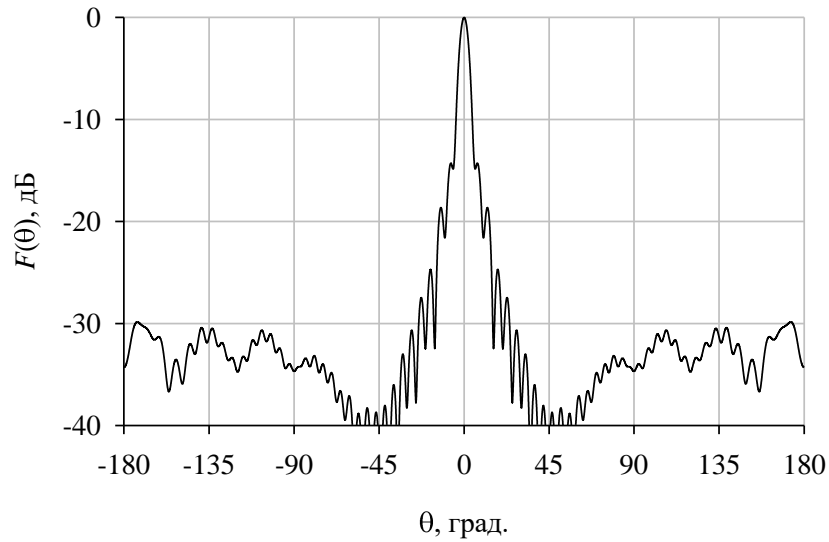


Рисунок 58 – ДН квазисферической ЛА, из слоёв однородного диэлектрика дискретно-переменной толщины (плоскость E)

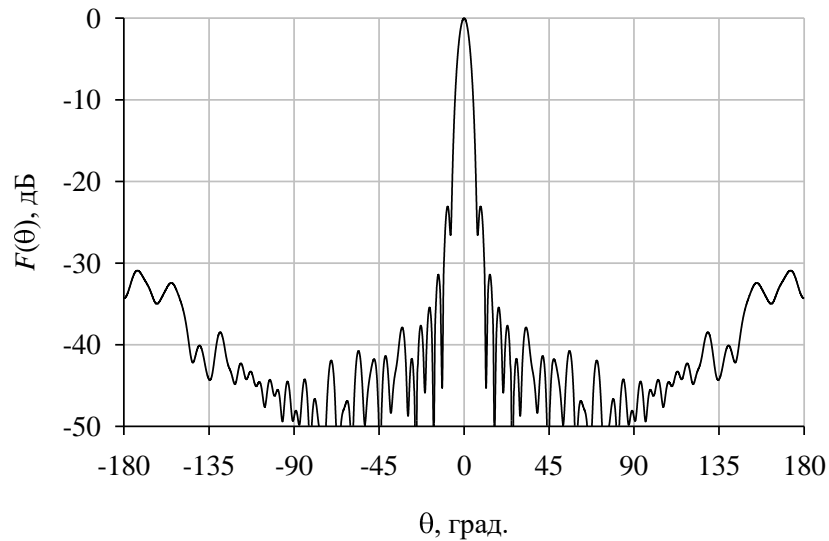


Рисунок 59 – ДН квазисферической ЛА, из слоёв однородного диэлектрика дискретно-переменной толщины (плоскость H)

Как видно из сравнения расчётных ДН (рисунки 58 и 59) в плоскостях E и H с ДН ЛА Люнебурга (рисунки 40 и 41), такой вариант выполнения неоднородной сферической структуры, в случае, когда направление облучения ЛА лежит в плоскости слоёв, практически не повлиял на ДН ЛА.

В таблице 5 представлены характеристики ЛА (количество дискретов толщины вдоль радиуса $N = 15$) для сравнения характеристик линз с различным способом реализации неоднородности.

Таблица 5 – Характеристики ЛА из слоёв однородного диэлектрика дискретно-переменной толщины

F, f_0	КНД, дБи	$\Delta\theta_H$, град.	$\Delta\theta_E$, град.
0,67	25,7	8	7,5
1	29,8	5,6	4,9
1,33	32,5	4,3	3,7

Анализ данных таблицы 5 и сравнение с данными из таблиц 2 и 4 говорит о некотором, не большом (десятые доли градуса) расширении главного лепестка ДН и о соответствующем снижении КНД на 0,1–0,3 дБ в диапазоне исследуемых частот.

Очевидно, что такой вариант реализации неоднородного диэлектрика в неоднородной квазисферической ЛА является более технологичным, поскольку в качестве материала для изготовления достаточным является наличие листового однородного диэлектрика. Кроме того, линзу из слоёв однородного диэлектрика дискретно-переменной толщины можно выполнить в разборном виде, что, в частности, позволит уменьшить габариты при транспортировке.

Одним из преимуществ ЛА Люнебурга является возможность электромеханического сканирования ДН во всем пространстве. Очевидно, что нарушения сферической симметрии при моделировании ЛА приведёт к изменению её свойств для различных направлений максимума ДН.

Сканирование в плоскости расположения пластин переменной толщины (рисунок 57, плоскость XOZ) не вызывает вопросов, поскольку, при перемещении облучателя, осевая симметрия не нарушается.

В данном случае стоит вопрос о возможности сканирования в плоскости, перпендикулярной плоскостям расположения слоёв из диэлектрического материала, т. к. изменение угла облучения ЛА приводит к относительному изменению неоднородности пространства, воспринимаемого волной. Предварительная проверка, представляющая собой расчет ДН ЛА при облучении её вдоль оси OY , в соответствии с расположением осей на рисунке 57, показала необходимость более подробного исследования, т. к. выявила анизотропию используемой слоистой среды, проявившуюся в ухудшении коэффициента отражения входа облучателя (КО) из-за значительного отражения мощности от линзы (рисунок 60) и в уменьшении КНД антенны.

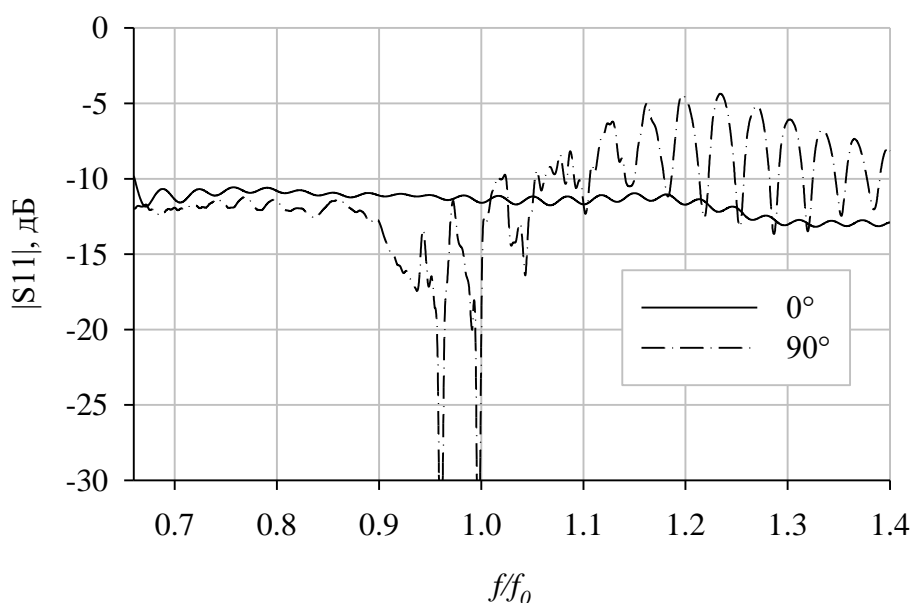


Рисунок 60 – S_{11} волноводного облучателя для двух угловых положений: 0° и 90°

На рисунке 61 представлена зависимость КНД ЛА от частоты для различных углов облучения от 0° до 40° .

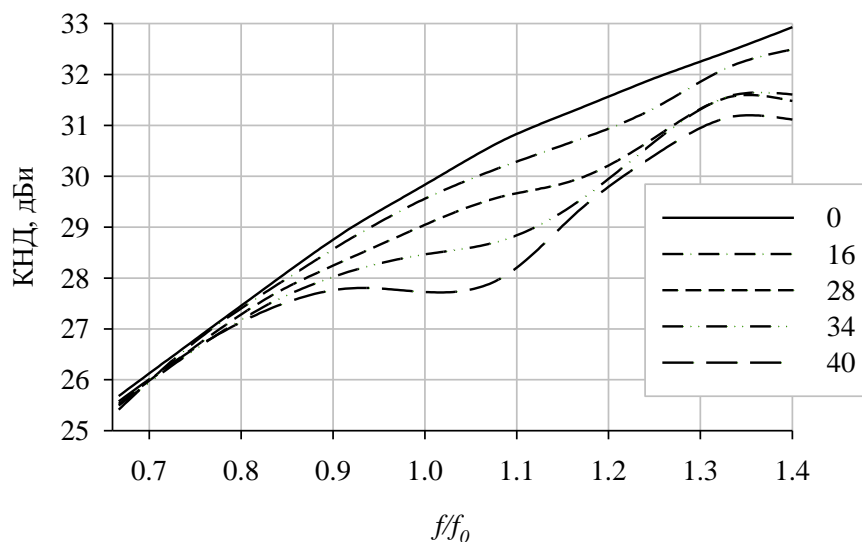


Рисунок 61 – КНД для различных угловых положений облучателя

На рисунке 62 представлена зависимость УБЛ в плоскостях E (плоскости сканирования) и H от угла облучения на частоте f_0 . В плоскости H УБЛ значительно ниже и меняется мало.

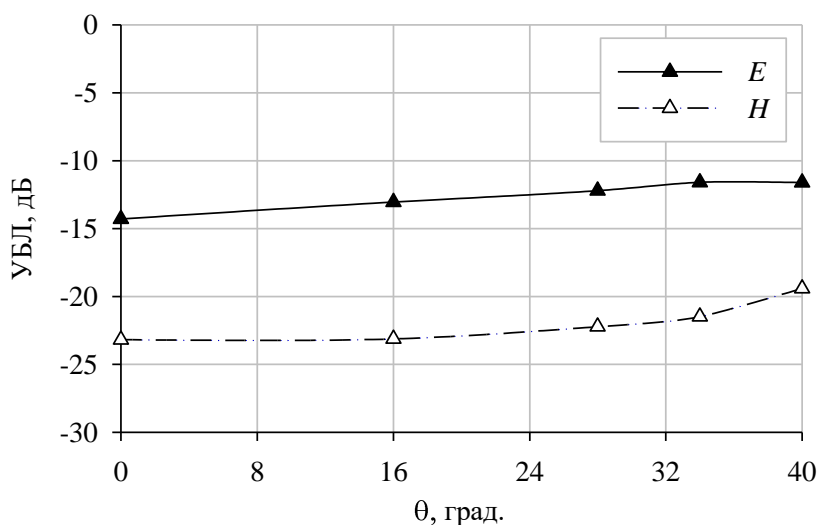


Рисунок 62 – Зависимость УБЛ от угла облучения ЛА

Как видно из рисунков 61 и 62, при увеличении угла облучения происходит уменьшение КНД и увеличение УБЛ.

Из рисунка 61 видно, что существует некоторый частотный диапазон, где уменьшение КНД наиболее значительно. Это связано с выбранным вариантом выполнения ЛА. При изменении параметров диэлектрических

слоев, преимущественно при изменении межслойного расстояния, т.е. периода слоистой структуры, эта область изменения КНД «перемещается» по частоте, что показано далее в разделе 3.2, посвященном исследованию параметров дискретизации.

Уже на данном этапе исследования можно было говорить о принципиальном достижении цели исследования. Однако, требовались дополнительные исследования, направленные на выяснение границ применимости подходов, нахождение оптимальных интервалов значений для параметров структуры.

В описании однородной слоистой структуры в 2.1 выдвигаются условия, при которых поле в структуре может быть рассмотрено как среднее по периоду. Например, достаточным условием является (22), но для периода $d = 0,4\lambda_0$ оно не выполняется, т.к. для материала с $\varepsilon = 2$ данное условие запишется в виде $d \ll 0,113 \cdot \lambda_0$. Кроме того, используемая структура не является однородной, что вносит коррективы в вышеуказанное условие. Действительно, для данного периода расположения слоёв в линзе, при достаточно высоких значениях антенных характеристик при облучении ЛА в плоскости слоёв, выявлено ограничение по углу облучения. Таким образом, вопрос о параметрах дискретизации ЛА требовал дополнительного исследования, т.к. с технологической точки зрения желательно использование структуры с большим периодом, чем период, соответствующий условиям (22).

На ЛА Люнебурга из слоёв однородного диэлектрика дискретно-переменной толщины получены патенты на изобретение в Российской Федерации [4] а также Евразийский [5].

3.1.4. Квазисферическая ЛА из слоёв диэлектрика дискретно-переменной толщины с вынесенным фокусом

Наиболее подходящими материалами для создания ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины являются материалы, относительная ДП которых равна 2 для ЛА с фокусом на поверхности либо с меньшим значением проницаемости для ЛА с вынесенным фокусом, т. к. максимальный коэффициент преломления в линзе уменьшается. Ранее (2.1.3, 2.2.1) были произведены расчеты зависимости эффективных диэлектрических проницаемостей для различных направлений распространения в слоистой структуре для материала «Вспененный ПВХ» со значением $\varepsilon = 1,6$. В случае расчета ЛА Люнебурга, при максимальной $\varepsilon = 1,6$ в центре ЛА, фокусное расстояние от центра ЛА составит $1,4 \cdot R$, где R – радиус квазисферической ЛА. Кроме того, отдаление облучателя от поверхности ЛА позволит увеличить КИП апертурной антенны с линзой, т.к. позволит создать более равномерное амплитудное распределение.

На рисунке 63 приведен вид модели неоднородной квазисферической линзовой антенны из плоских слоев дискретно-переменной толщины с вынесенным фокусом. В данном исследовании диаметр ЛА составляет $12\lambda_0$, а период расположения слоёв $d = 0,5\lambda_0$. Дискретизация линзы Люнебурга с равномерным шагом по $\varepsilon_{эфф}$ является более предпочтительной [22]. Поэтому, для данного варианта расчета распределения толщины в слое выбран не геометрически равномерный шаг вдоль радиуса слоя, а равномерный шаг по толщине слоя, который близок к линейной зависимости от $\varepsilon_{эфф}$.

Используется рупорный облучатель с прямоугольным раскрытием, размер раскрытия рупора – $1,3 \times 1 \lambda_0$, плоскость E перпендикулярна плоскости расположения слоёв.

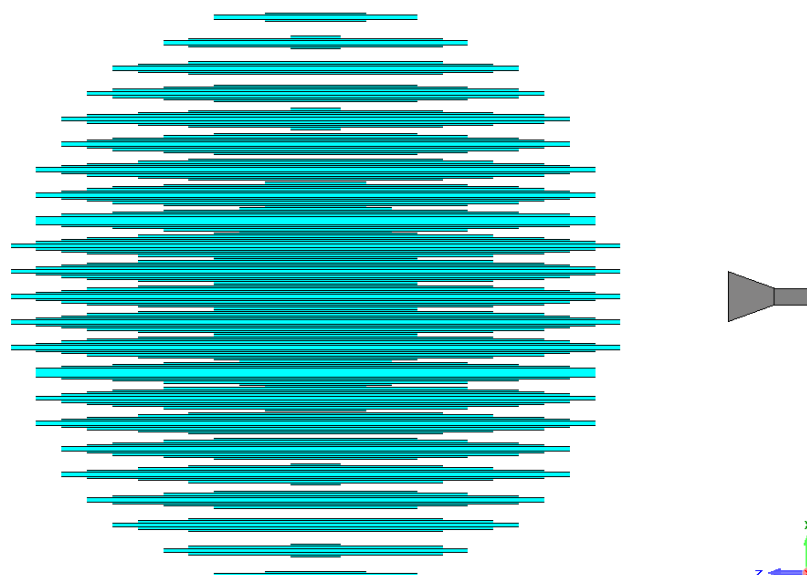


Рисунок 63 – ЛА из слоёв диэлектрика дискретно-переменной толщины с вынесенным фокусом

ДН модели ЛА из плоских слоев дискретно-переменной толщины с вынесенным фокусом для частоты f_0 и направления облучения вдоль слоёв представлены на рисунках 64 и 65.

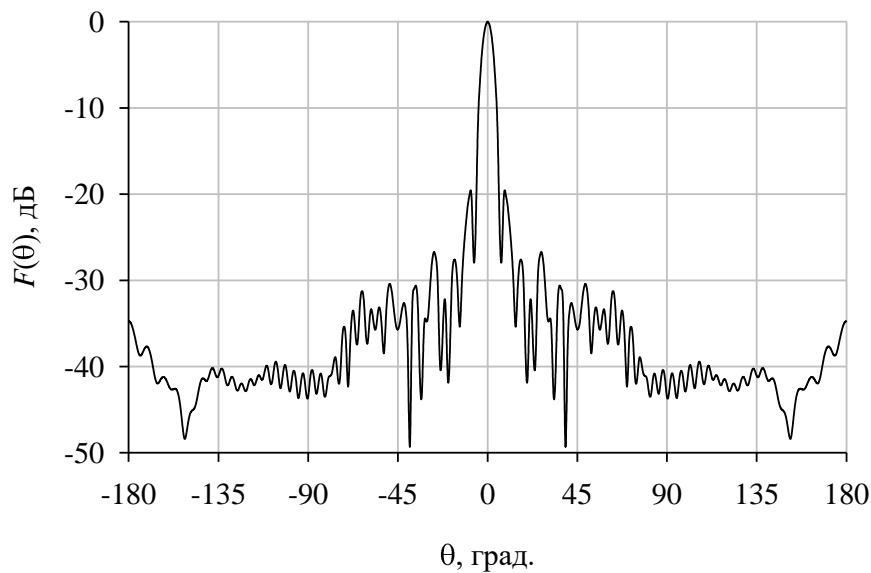


Рисунок 64 – ДН ЛА с вынесенным фокусом (плоскость E)

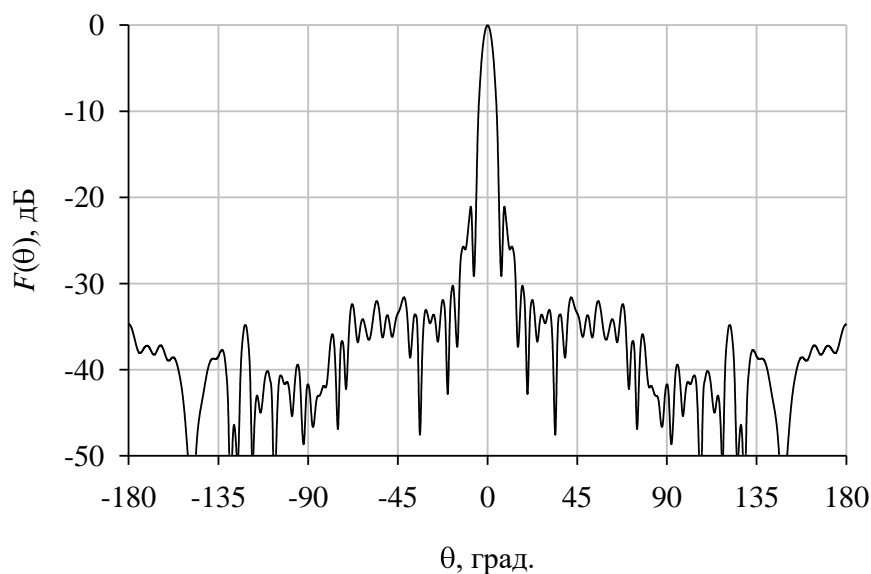


Рисунок 65 – ДН ЛА с вынесенным фокусом (плоскости H)

Для ДН исследуемой ЛА характерен достаточно низкий уровень бокового излучения на частоте f_0 , а именно, около -20 дБ. Уровень боковых лепестков в плоскости H несколько меньше, что соответствует несимметричной ДН облучателя.

Характеристики модели были исследованы для диапазона углов облучения от 0° до 48° с шагом в 6 градусов при перемещении в плоскости, перпендикулярной плоскости расположения слоёв. Зависимости КНД от частоты для различных углов облучения приведены на рисунке 66.

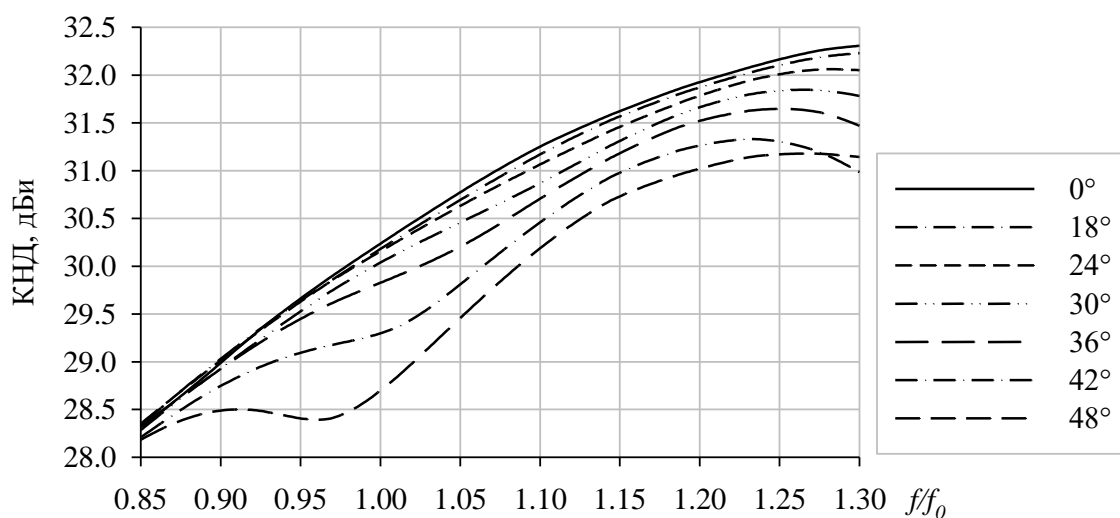


Рисунок 66 – Частотные зависимости КНД

Из рисунка 66 видно, что при облучении линзы под углами вплоть до 24 градусов, частотная зависимость КНД меняется слабо. При дальнейшем увеличении угла облучения, график претерпевает значительные изменения. При больших углах облучения линзы происходит рост уровня бокового излучения в плоскости E (рисунок 67).

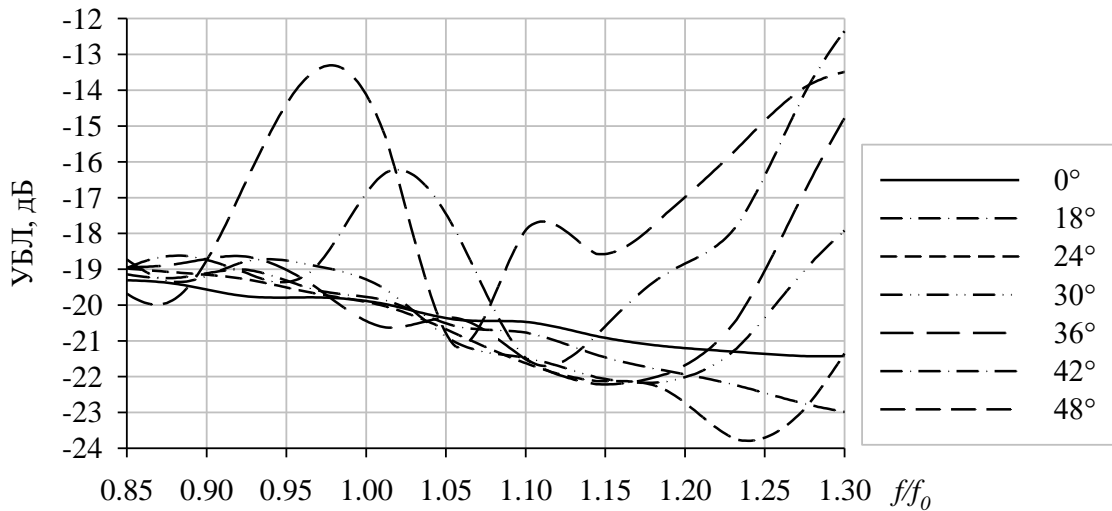


Рисунок 67 – УБЛ для различных углов облучения в плоскости E

УБЛ в плоскости H при сканировании меняется в значительно меньшей степени, и в целом не превышает значений порядка - 20 дБ. (рисунок 68).

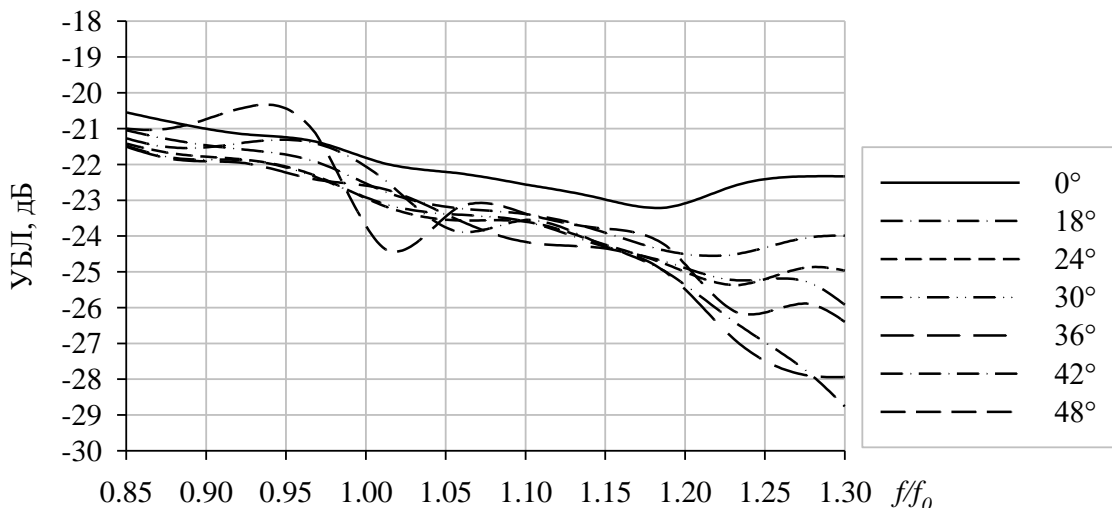


Рисунок 68 – УБЛ для различных углов облучения в плоскости H

Анализируя зависимости УБЛ, можно отметить области преимущественного повышения уровня бокового излучения в плоскости E , а именно – вблизи частоты f_0 и максимальных частот расчетного диапазона. Далее приведены ДН для облучения под углом 0° и под углом в 48° в плоскости сканирования (E) для частот $0,97 \cdot f_0$ и $1,3 \cdot f_0$ на рисунках 69 и 70 соответственно.

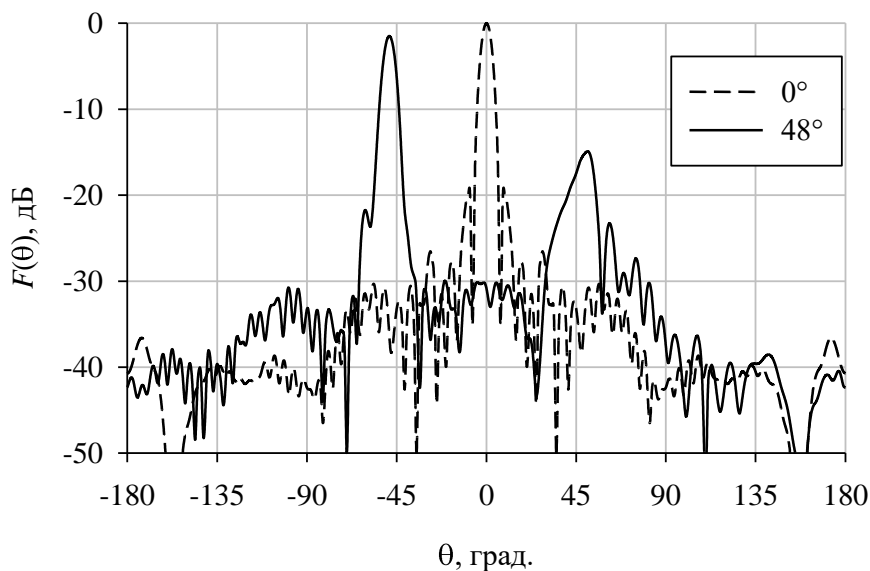


Рисунок 69 – ДН при «опорном» направлении облучения и при облучении под углом 48° в плоскости E на частоте $0,97 \cdot f_0$

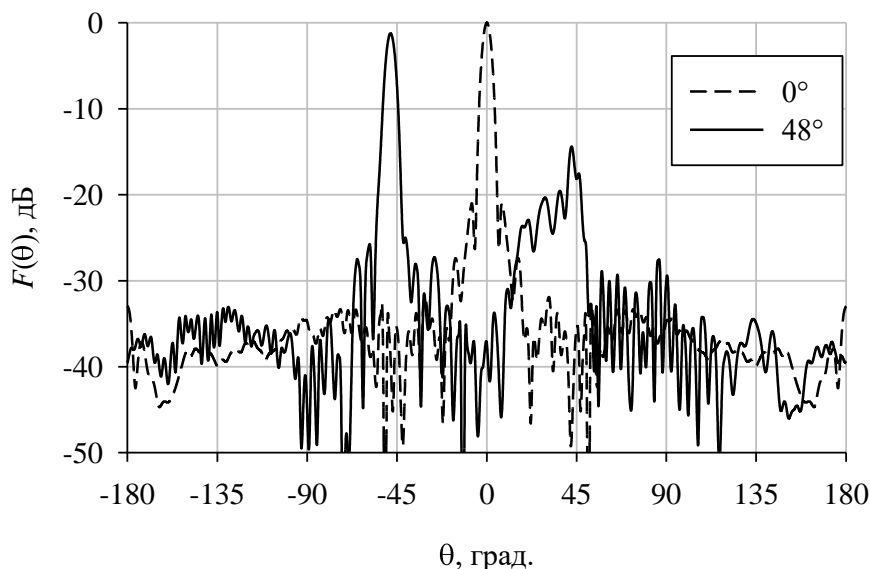


Рисунок 70 – ДН при «опорном» направлении облучения и при облучении под углом 48° в плоскости E на частоте $1,3 \cdot f_0$

Анализ рисунков 69 и 70 показывает наличие бокового излучения, соответствующего направлению «зеркальному» основному максимуму. На частоте $0,97 \cdot f_0$, максимум бокового излучения четко совпадает с «зеркальным» направлением, а на частоте $1,3 \cdot f_0$ боковое излучение в том же направлении имеет рассеянный характер.

Частотные зависимости ШДН для угловых положений облучателя 0° , 24° , и 48° приведены на рисунках 71 и 72 в плоскостях E и H соответственно.

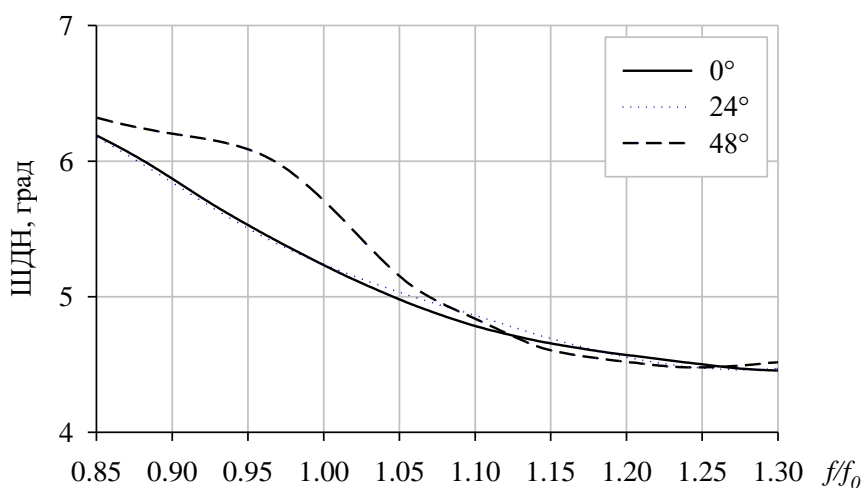


Рисунок 71 – ШДН в плоскости E для различных углов облучения линзы

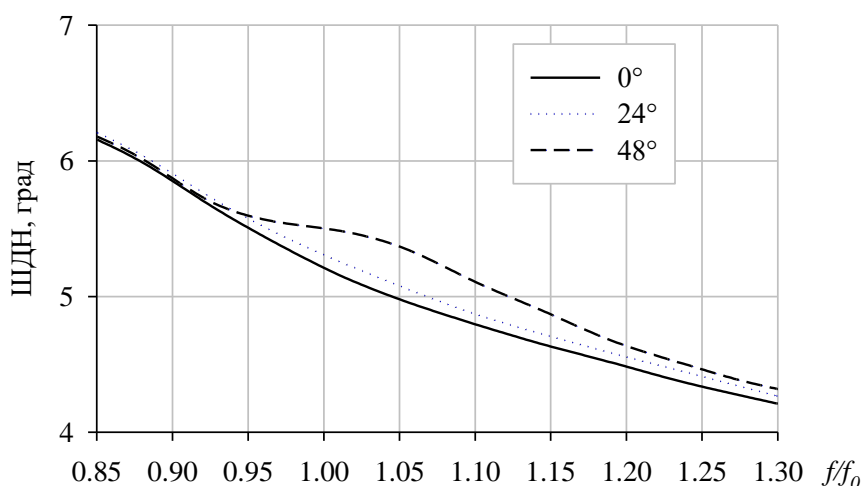


Рисунок 72 – ШДН в плоскости H для различных углов облучения линзы

В таблице 6 указаны значения отклонения направления главного лепестка ДН исследуемой ЛА с вынесенным фокусом от направления

облучения для различных частот из диапазона. Дискретность вычисления направления максимума ДН составляет $0,25^\circ$.

Таблица 6 – Отклонение главного лепестка ДН от направления облучения

f/f_0	0°	6°	12°	18°	24°	30°	36°	42°	48°
0.85	0°	0°	0°	0.25°	0.25°	0.25°	0.5°	0.75°	1°
0.97	0°	0°	0°	0°	0.25°	0.25°	0.5°	0.75°	0.75°
1	0°	0°	0°	0°	0.25°	0.25°	0.25°	0.25°	0.25°
1.3	0°	0°	0°	0°	-0.25°	-0.25°	-0.25°	-0.25°	0.25°

Анализ вышеприведенных зависимостей КНД, УБЛ, ШДН а также данных об отклонении главного лепестка ДН от направления облучения, позволяет говорить, что для данной реализации АС с квазисферической линзой, антенные характеристики в диапазоне углов облучения до 24° остаются практически неизменными. При больших углах облучения становятся заметны изменения ДН, выражающиеся в увеличении ширины ДН, увеличении доли бокового излучения и некотором отклонении главного лепестка ДН от направления облучения линзы.

В целом, зависимости характеристик антенны с линзой от угла облучения для ЛА с фокусом «на поверхности» ($F = R$) и для ЛА с вынесенным фокусом ($F = 1,4 \cdot R$) имеет схожий характер. Однако, как было упомянуто выше, удаление фокуса от поверхности может позволить создать более равномерное амплитудное распределение и повысить КИП. На рисунке 73 приведены частотные зависимости КИП для трёх типов линз, а именно: ЛА Люнебурга с фокусом на поверхности из раздела 3.1, для квазисферической ЛА из слоёв однородного диэлектрика дискретно-переменной толщины из подраздела 3.1.3 и для исследуемой неоднородной линзовой антенны из плоских слоев дискретно-переменной толщины с вынесенным фокусом. При этом, диаметр всех трёх ЛА одинаков и составляет $12 \lambda_0$.

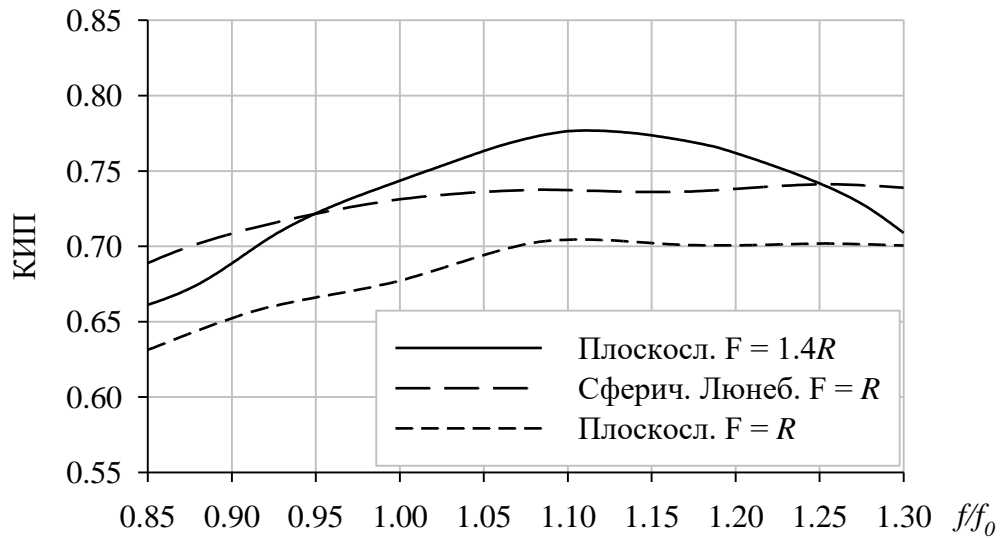


Рисунок 73 – КИП неоднородных ЛА

Анализируя графики рисунка 73 можно отметить, что вынос фокуса от поверхности ЛА, распределение эффективной ДП в которой соответствует распределению для ЛА Люнебурга, позволяет увеличить КИП АС.

3.2. Параметры дискретизации квазисферической ЛА.

Выполненные исследования показывают, что для ЛА исследуемой конфигурации при больших углах облучения становятся заметны изменения ДН. В частности, при сканировании ДН в плоскости перпендикулярной расположению слоёв, появляется боковое излучение, соответствующее «зеркальному» направлению. Причиной является резонансное поведение структуры, проявление которого зависит от величины периода расположения слоёв (d) относительно длины волны из рассматриваемого частотного диапазона. Кроме того, характеристики антенны с линзой зависят от параметров дискретизации слоя – прежде всего от количества дискретов толщины материала в слое.

3.2.1. Оценка влияния межслойного расстояния и размеров ЛА

Ниже приведены результаты исследования зависимости характеристик КНД и УБЛ в плоскости сканирования (перпендикулярна расположению слоёв) для квазисферической ЛА, диаметр которой составляет $12\lambda_0$, период расположения слоёв $d = 0,5\lambda_0$, с использованием ДП материала $\varepsilon = 1,6$ («Вспененный ПВХ») и фокусным расстоянием $F = 1,4 \cdot R$. Вектор (E) поляризации поля облучения лежит в плоскости сканирования. Отличием от рассмотренных выше характеристик является расширенный и прореженный, диапазон угловых положений облучателя. Характеристики моделей исследованы для углов облучения 0° , 45° , 60° и 90° относительно исходного положения облучателя на рисунке 63. Зависимости КНД от частоты для опорного случая в диапазоне углов сканирования приведены на рисунке 74.

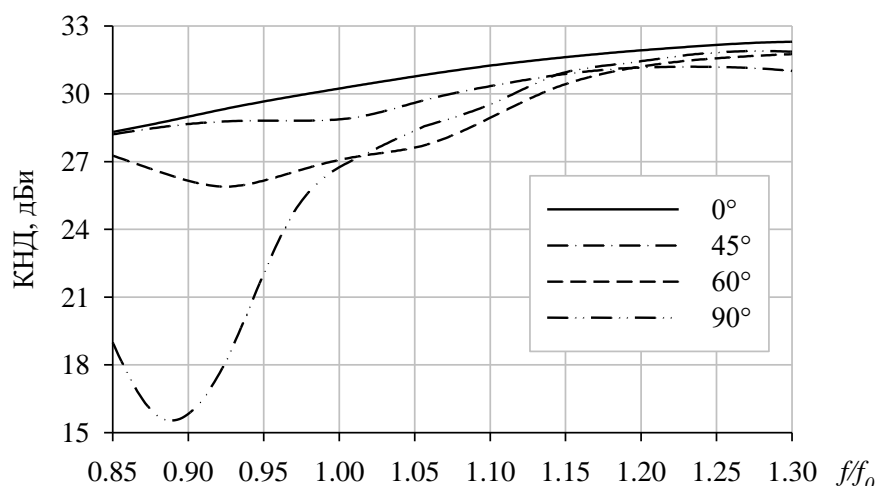


Рисунок 74 – КНД квазисферической ЛА диаметром $12 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,5 \lambda_0$

При направлении облучения «90°» особенно заметно сильное падение КНД, максимальное на частоте $\approx 0,88f_0$.

Зависимости УБЛ в диапазоне углов облучения приведены на рисунке 75.

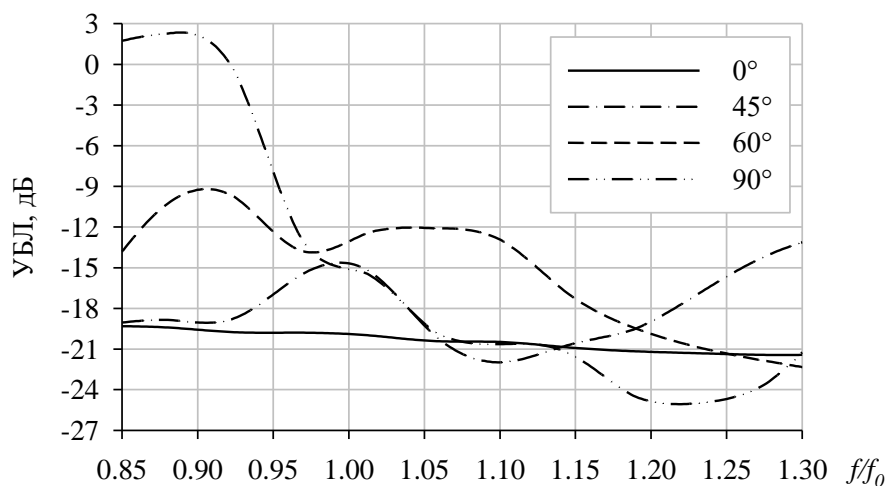


Рисунок 75 – УБЛ квазисферической ЛА диаметром $12 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,5 \lambda_0$ в плоскости сканирования

Из графиков рисунка 75 видно, что боковое излучение на частоте $\approx 0,88f_0$ при направлении облучения 90° превышает уровень главного лепестка ДН. На рисунке 76 приведена ДН в плоскости сканирования для опорного случая при направлении облучения 90°.

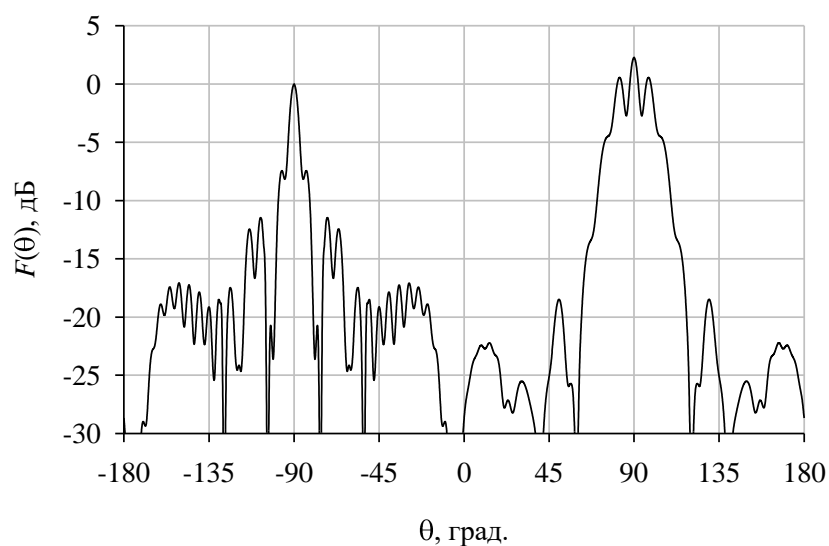


Рисунок 76 – ДН квазисферической ЛА диаметром $12\lambda_0$ и межслойным периодом $0,5\lambda_0$ при направлении облучения 90° .

Таким образом, подтверждается наличие «зеркального» лепестка, усиление в котором на частоте, где он наиболее выражен, превышает усиление в максимуме основного.

При исследовании параметров дискретизации квазисферической ЛА рассмотрены три размера апертуры линзы (D) и три различных значения для межслойного расстояния (d). Представленные случаи приведены в таблице 7.

Таблица 7 – Значения параметров дискретизации ЛА

d	$D = 6\cdot\lambda_0$	$D = 12\cdot\lambda_0$	$D = 24\cdot\lambda_0$
$0,5\cdot\lambda_0$	✓	✓	–
$0,375\cdot\lambda_0$	✓	✓	✓
$0,25\cdot\lambda_0$	–	✓	✓

Зависимости КНД для квазисферической ЛА диаметром $12\lambda_0$ и межслойным периодом $0,375\cdot\lambda_0$ представлены на рисунке 77.

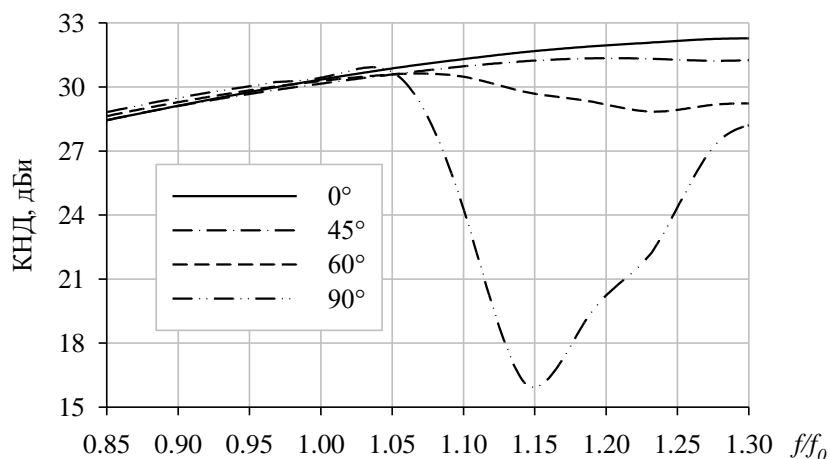


Рисунок 77 – КНД квазисферической ЛА диаметром $12 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$

Из рисунка 77 видно, что область, в которой происходит сильное падение КНД в направлении облучения при сканировании, относительно предыдущего случая, переместилась по частоте. Минимальный КНД при направлении облучения 90° находится на частоте $\approx 1,15f_0$.

Зависимости УБЛ квазисферической ЛА с межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$ в диапазоне углов облучения приведены на рисунке 78.

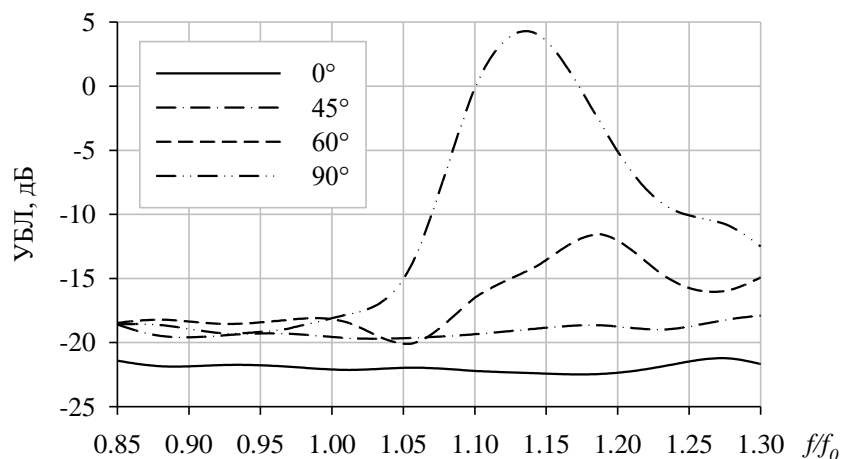


Рисунок 78 – УБЛ квазисферической ЛА диаметром $12 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$ в плоскости сканирования

Из графиков рисунка 78 видно, что боковое излучение в области частот $\approx (1,1 - 1,15) f_0$ при направлении облучения 90° превышает уровень главного

лепестка ДН. В данном случае, как и в предыдущем, причиной повышения уровня бокового излучения является «зеркальный» лепесток ДН.

Анализируя вышеприведенные зависимости, можно сделать вывод о зависимости местонахождения области с повышенным отражения электромагнитной волны на частотной оси от периода расположения слоёв. Простые расчеты, включающие в себя отношение периода расположения слоёв к частотам повышенного уровня «зеркального» излучения, показывают, что «резонансным» периодом для исследуемой структуры является $d \approx 0.43 \lambda_{\text{res}}$, где λ_{res} – длина волны в воздухе, на которой происходит максимальное отражение (деградация параметров ДН). Основываясь на полученных данных, можно сказать, что при периоде расположения слоёв в $0,25 \cdot \lambda_0$, частота, на которой будет происходить возникновение «зеркального» излучения переместится на частотной оси вверх и будет равна $f_{\text{res}} \approx 1,72 f_0$.

Зависимости КНД квазисферической ЛА диаметром $12 \cdot \lambda_0$ и межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$ представлены на рисунке 79.

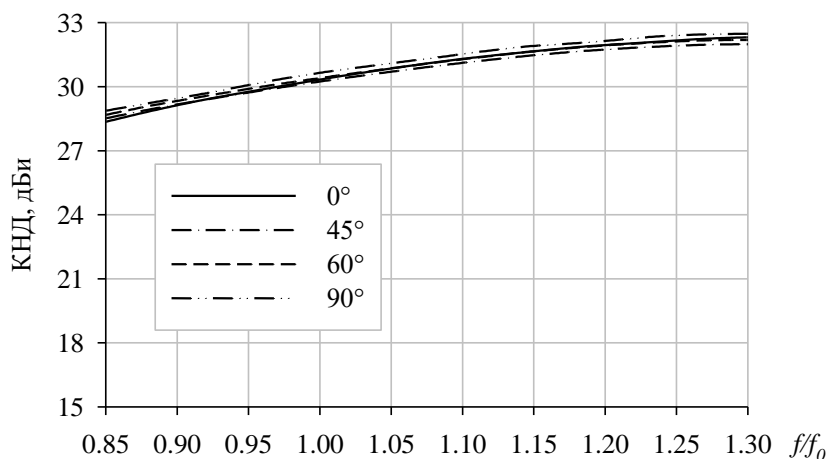


Рисунок 79 – КНД квазисферической ЛА диаметром $12 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$

На рисунке 79 не обнаруживается область с выраженным падением КНД в диапазоне углов облучения. Зависимости УБЛ квазисферической ЛА с межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$ в диапазоне углов облучения приведены на рисунке 80.

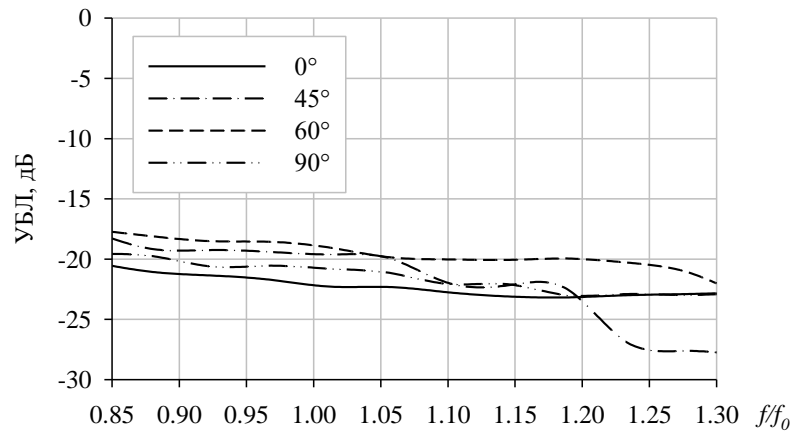


Рисунок 80 – УБЛ квазисферической ЛА диаметром $12 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$ в плоскости сканирования

Зависимости УБЛ на рисунке 80 показывают отсутствие «резонансной» области на частотной оси в исследуемом диапазоне частот при периоде расположения слоёв в $0,25 \cdot \lambda_0$, что подтверждает выше произведённые выводы.

Интересным является вопрос об ослаблении или усилении резонансных свойств используемой неоднородной структуры, а также о частотном расположении «резонансных» областей в зависимости от размеров ЛА.

Далее представлены характеристики ЛА диаметром $24 \cdot \lambda_0$ и межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$.

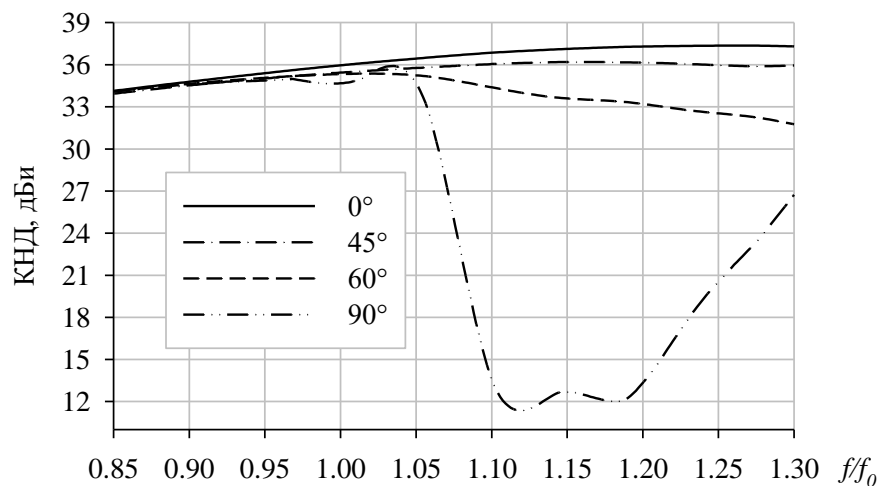


Рисунок 81 – КНД квазисферической ЛА диаметром $24 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$

Из рисунка 81 видно, что центр области, в которой происходит сильное падение КНД в направлении облучения при сканировании, находится на той же частотной отметке $\approx 1,15f_0$. Отличим характеристики «90°» от характеристик ЛА меньшего размера ($12 \lambda_0$) с тем же межслойным периодом является большая «глубина» и ширина области с выраженным падением КНД ЛА большего размера.

Зависимости УБЛ квазисферической ЛА диаметром $24 \cdot \lambda_0$ с межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$ в диапазоне углов облучения приведены на рисунке 82.

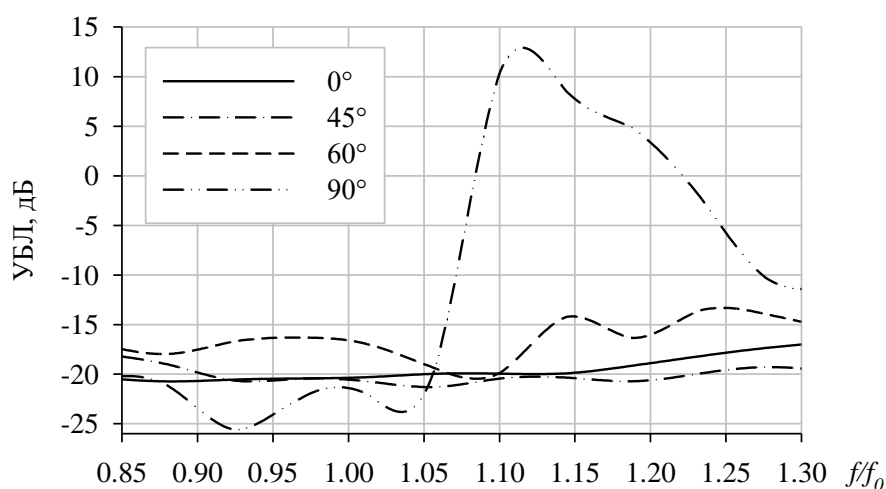


Рисунок 82 – УБЛ для квазисферической ЛА диаметром $24 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$ в плоскости сканирования

Из рисунка 82 видно, что боковое излучение в области частот $\approx (1,1 - 1,15) f_0$ при направлении облучения 90° превышает уровень главного лепестка ДН более чем на 10 дБ. Для аналогичной характеристики ЛА меньшего размера ($12 \lambda_0$), «зеркальный» лепесток ДН на данных частотах имеет амплитуду на 6–9 дБ больше относительно амплитуды «лепестка» в направлении облучения.

Зависимости КНД для квазисферической ЛА диаметром $24 \cdot \lambda_0$ и межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$ представлены на рисунке 83.

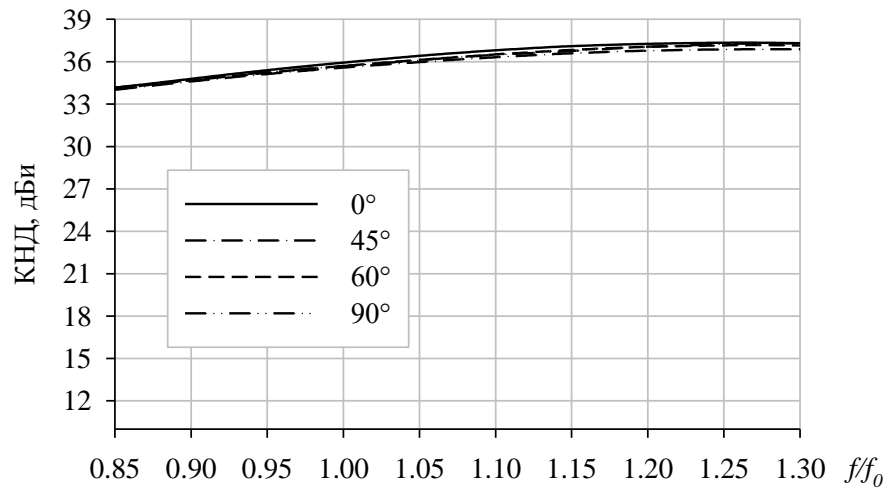


Рисунок 83 – КНД квазисферической ЛА диаметром $24 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$

На рисунке 83 не обнаруживается область с выраженным падением КНД в диапазоне углов облучения. Зависимости УБЛ квазисферической ЛА с межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$ и диаметром $24 \cdot \lambda_0$ в диапазоне углов облучения приведены на рисунке 84.

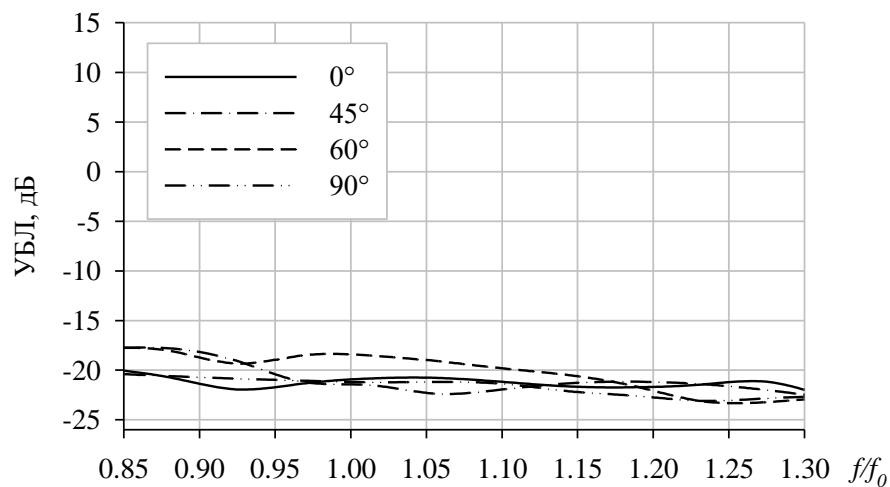


Рисунок 84 – УБЛ квазисферической ЛА диаметром $24 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$ в плоскости сканирования

Как зависимости КНД, так и зависимости УБЛ ЛА диаметром $24 \cdot \lambda_0$ и межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$ не содержат «резонансной» области на частотной оси в исследуемом диапазоне частот, аналогично тому, как это было для ЛА диаметром $12 \cdot \lambda_0$ с тем же межслойным расстоянием.

В таблице 7 приведены характеристики ЛА диаметром $6 \cdot \lambda_0$. Зависимости КНД квазисферической ЛА с таким диаметром и межслойным расстоянием $0,5 \cdot \lambda_0$ представлены на рисунке 85.

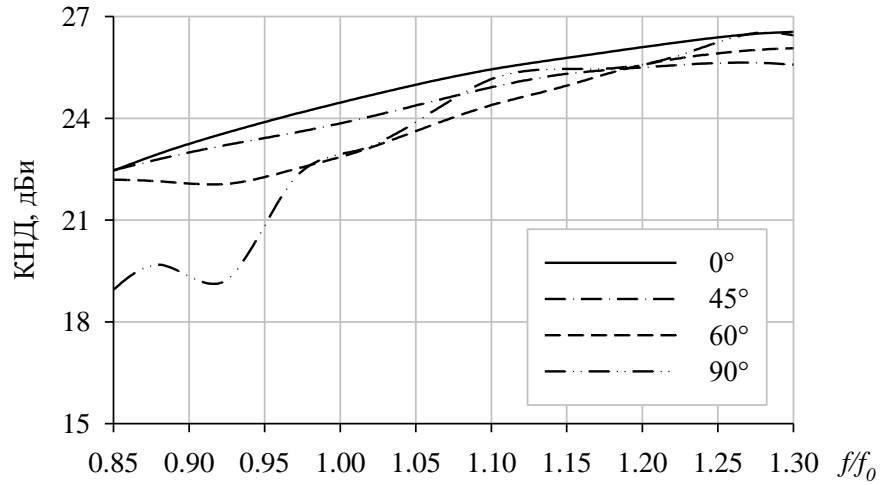


Рисунок 85 – КНД для квазисферической ЛА диаметром $6 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,5 \cdot \lambda_0$

Зависимости УБЛ от частоты квазисферической ЛА диаметром $6 \cdot \lambda_0$ с межслойным периодом $0,5 \cdot \lambda_0$ в диапазоне углов облучения приведены на рисунке 86.

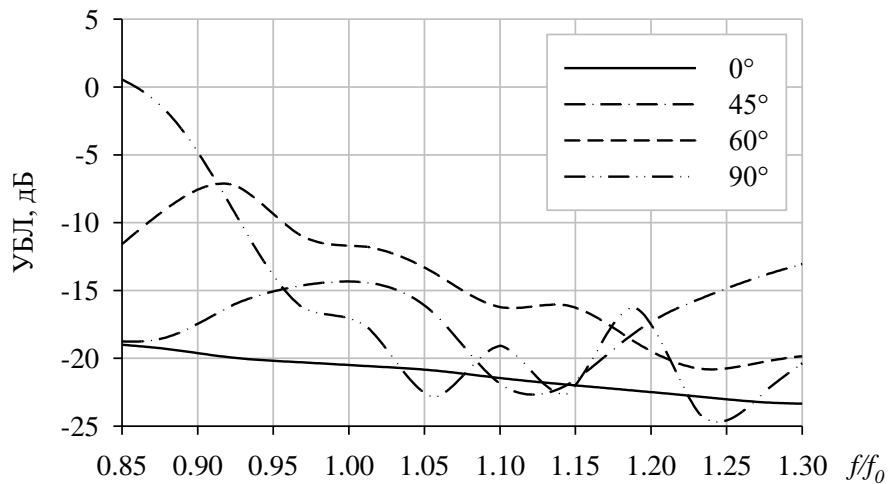


Рисунок 86 – УБЛ квазисферической ЛА диаметром $6 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,5 \cdot \lambda_0$ в плоскости сканирования

Анализ зависимостей КНД и УБЛ, представленных на рисунках 85 и 86 и их сравнение с аналогичными зависимостями для опорного случая позволяет сделать вывод о некотором уменьшении влияния «резонансных» свойств структуры линзы с уменьшением размера линзы. Менее выраженным является падение КНД и рост УБЛ при больших углах облучения. В частности, для направления «90°» в данном случае уменьшение КНД происходит максимум на 4,5 дБ по сравнению с 14 дБ для ЛА диаметром $12 \cdot \lambda_0$.

Аналогичная ситуация наблюдается и для другого межслойного расстояния – $0,375 \cdot \lambda_0$. Зависимости КНД антенны с линзой диаметром $6 \cdot \lambda_0$ и межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$ приведены на рисунке 87.

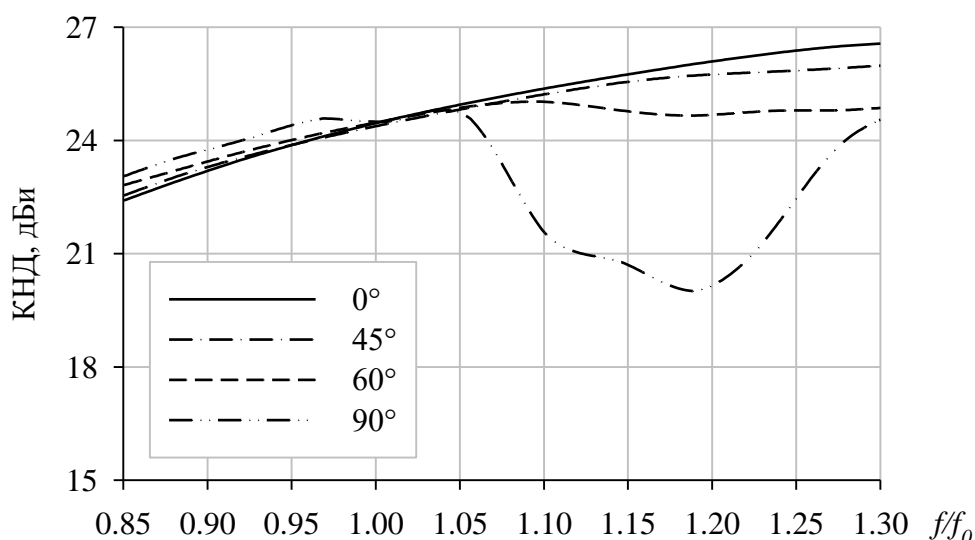


Рисунок 87 – КНД квазисферической ЛА диаметром $6 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$

Зависимости УБЛ от частоты квазисферической ЛА диаметром $6 \cdot \lambda_0$ с межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$ в диапазоне углов облучения приведены на рисунке 88.

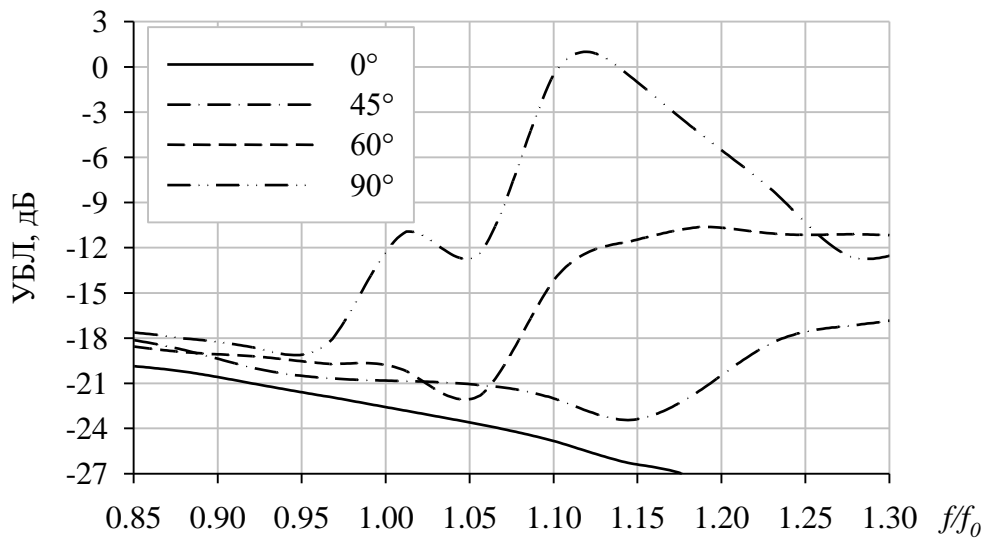


Рисунок 88 – УБЛ квазисферической ЛА диаметром $6 \cdot \lambda_0$ и межслойным периодом $0,375 \cdot \lambda_0$ в плоскости сканирования

Сравнение зависимостей КНД и УБЛ линз диаметром $6 \cdot \lambda_0$ (рисунки 87 и 88), диаметром $12 \cdot \lambda_0$ (рисунки 77 и 78) и диаметром $24 \cdot \lambda_0$ (рисунки 81 и 82) с одним и тем же межслойным расстоянием $0,375 \cdot \lambda_0$ подтверждает вывод о зависимости «резонансных» свойств неоднородной квазисферической ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины от диаметра.

3.2.2. Дискретизация слоя в квазисферической ЛА

Как уже было заявлено выше, характеристики ЛА зависят от параметров дискретизации слоев, входящих в ее состав. В приведенных ниже исследованиях параметров дискретизации слоев представлены зависимости КНД от количества дискретов в слое для линз диаметрами $6 \cdot \lambda_0$ и $24 \cdot \lambda_0$ с межслойным расстоянием $0,25 \cdot \lambda_0$. Во всех представленных случаях расчет распределения толщины в слое происходит с равномерным шагом по толщине слоя, т.к., с одной стороны, он близок к линейной зависимости от $\varepsilon_{эфф}$, что является более предпочтительным [22], а, с другой стороны, такой подход является более реальным при изготовлении (технологичным). К примеру, изготовление слоя дискретно-переменной толщины возможно с использованием набора из листов диэлектрического материала одной и той же толщины, которая совпадает с толщиной одного листа-дискрета. Остальные параметры линз не отличаются от параметров линз, исследованных в предыдущих разделах данной главы.

Критерием достаточности максимального количества дискретов для одного слоя будет являться приращение КНД в исследуемом диапазоне частот менее чем на (0,1-0,2) дБ при увеличении количества дискретов на 1.

Зависимости КНД для квазисферической ЛА диаметром $6 \lambda_0$ и межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$ для различного количества дискретов в слое приведены на рисунке 89.

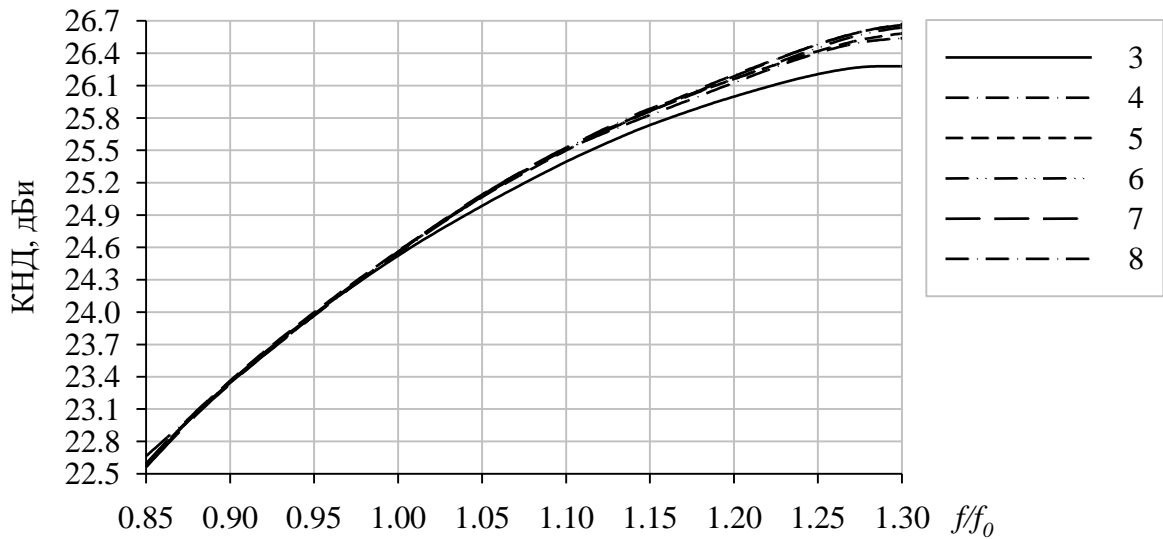


Рисунок 89 – КНД квазисферической ЛА диаметром $6 \cdot \lambda_0$ для различного количества дискретов в слое

Зависимости КНД квазисферической ЛА диаметром $24 \cdot \lambda_0$ и межслойным периодом $0,25 \cdot \lambda_0$ при различном количестве дискретов в слое приведены на рисунке 90.

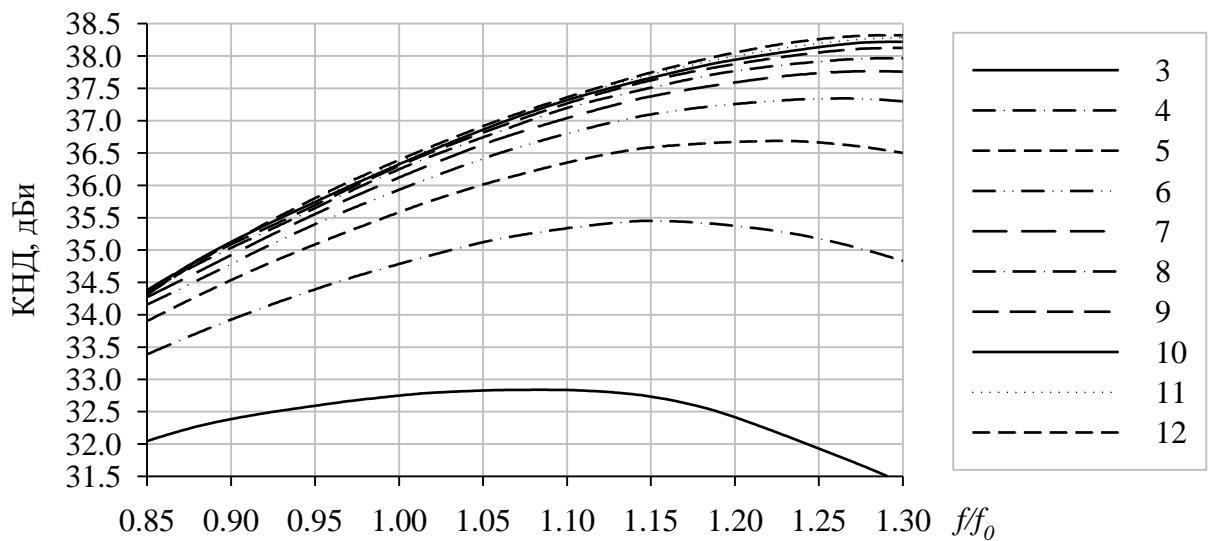


Рисунок 90 – КНД квазисферической ЛА диаметром $24 \cdot \lambda_0$ для различного количества дискретов в слое

Зависимости КИП от максимального количества дискретов в слое (N) для линз диаметрами $6\lambda_0$ и $24\lambda_0$ с межслойным периодом $0,25\lambda_0$ и для «идельной» ЛА Люнебурга (в соответствии с 3.1.1) приведены на рисунке 91.

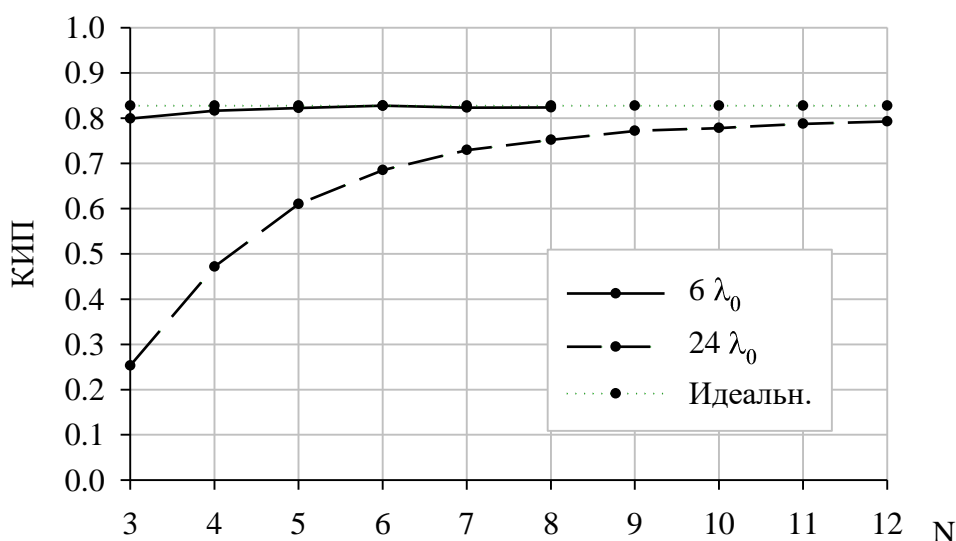


Рисунок 91 – КИП линз диаметрами $6\lambda_0$ и $24\lambda_0$ на частоте $1,15 f_0$.

Используя вышеприведенный критерий о достаточности количества дискретов на слой, на основе анализа зависимостей приведенных на рисунках 89, 90 и 91, можно отметить, что для ЛА диаметром ($6\lambda_0$) достаточным является 4 дискрета на слой, а для ЛА диаметром ($24\lambda_0$) достаточным является 8–9 дискретов на слой. Таким образом, может быть сделан вывод о зависимости максимального количества дискретов толщины слоя от размеров ЛА.

Результаты исследования параметров дискретизации квазисферической ЛА относительно межслойного расстояния и размеров ЛА (подраздел 3.2.1) показывают, что для ЛА исследуемой конфигурации при больших углах облучения и определенных соотношениях параметров дискретизации становятся заметны деградационные изменения ДН. Основной причиной данного явления является резонансное поведение структуры с сопутствующим

появлением излучения в «зеркальном» направлении относительно направления облучения.

Исследования данного раздела позволяют сделать вывод об определении частотной области с повышенным отражением электромагнитной волны в зависимости от периода расположения слоёв. В частности, для исследуемой структуры с использованием материала с $\varepsilon = 1,6$ «резонансным» периодом является $d \approx 0.43 \lambda_{\text{res}}$, где λ_{res} – длина волны в воздухе, на которой происходит максимальная деградация параметров ДН. Кроме того, наблюдается зависимость влияния «резонансных» свойств неоднородной квазисферической линзы от её диаметра.

Исследование параметров дискретизации квазисферической линзы из слоёв дискретно-переменной толщины относительно максимального количества дискретов толщины в слое (п. 3.2.2) показало, что чем больше размер линзы, тем большее максимальное количество дискретов толщины в слое необходимо для получения ЛА с высокой эффективностью использования её апертуры.

В качестве итогового вывода по материалу, представленному в разделе 3.2, может быть отмечено, что для обеспечения высоких антенных характеристик в широком диапазоне частот необходимо выбирать параметры толщины слоя таким образом, чтобы резонансная область на частотной оси находилась выше рабочей области частот.

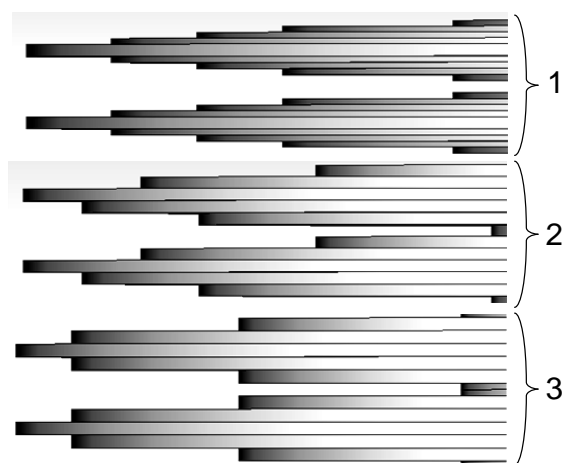
В случае наличия технологических ограничений на изготовление слоёв с достаточно малым периодом, но при допустимости ограниченного сектора углов облучения, возможна работа и в «резонансной» частотной области до углов, на которых параметры ДН становятся неприемлемыми. Представленные результаты исследования параметров дискретизации квазисферической ЛА опубликованы в [61].

3.3. Макет квазисферической ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины

Макет для экспериментальных исследований основан на рассмотренной модели квазисферической ЛА диаметром $12 \cdot \lambda_0$ с вынесенным фокусом, межслойным расстоянием $0,5 \cdot \lambda_0$ с использованием материала «вспененный ПВХ» ($DPE = 1,6$) и фокусным расстоянием $F = 1,4 \cdot R$. Толщина используемого листового диэлектрического материала равна 1,1 мм, и количество дискретов толщины на слой равно 6. За центральную рабочую частоту принята $f_0 = 22,7$ ГГц. Диаметр ЛА составляет 158,4 мм.

Для адаптации модели к использованию листового диэлектрического материала, линза рассчитана в трёх различных вариантах аппроксимации слоя неоднородного диэлектрика (рисунок 92).

Первый вариант («точн.») рассматривался выше для построения всех предыдущих линз данного типа. Его особенность заключается в том, что увеличение толщины всего слоя происходит на один дискрет, что может быть описано как «наращивание» дополнительных слоёв толщиной в половину дискрета с каждой из



сторон слоя, т.е. "сверху" и "снизу". Во втором варианте приращение толщины слоя на один дискрет выполнялось за счет дополнительного слоя толщиной в один дискрет, но только с одной из сторон всего слоя (то есть поочередно – то "сверху", то "снизу") – на рисунках ниже этот вариант обозначен как «чет-нечет.». Третий вариант аналогичен первому, но приращение с каждой стороны происходит не на половину, а на один дискрет изменения толщины –

на рисунках этот вариант обозначен как «груб.» – в этом случае количество дискретов на слой меньше, а характеристики ЛА хуже.

На рисунке 93 представлены сравнительные графики КНД антенн с квазисферической линзой на основе рассматриваемых типов аппроксимации слоя переменной толщины.

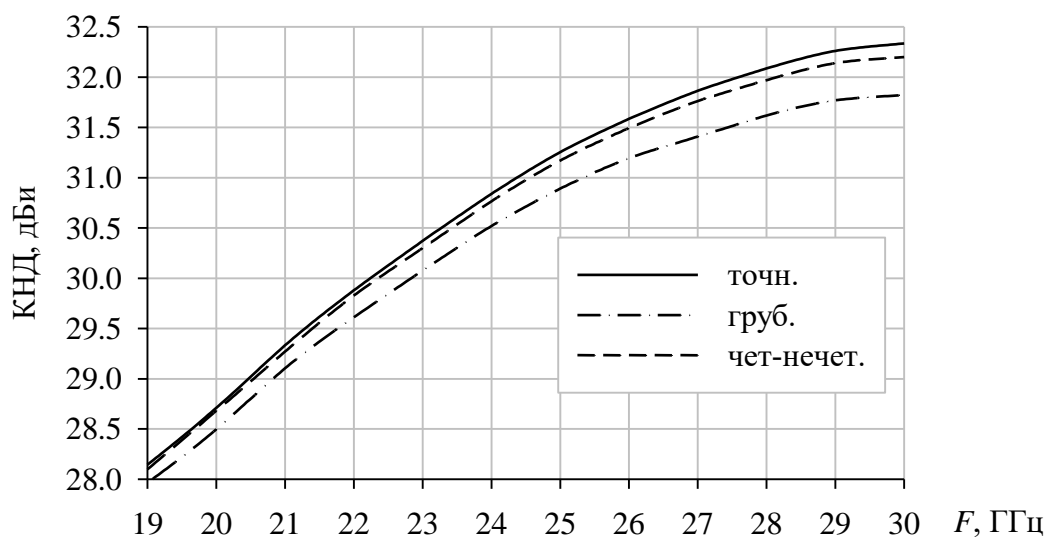


Рисунок 93 – КНД ЛА с различным построением слоя дискретно-переменной толщины

Анализируя вышеприведенные графики, можно отметить, что характеристики модели «чет-нечет.» незначительно отличаются от характеристик первоначальной модели, при лучшей технологичности изготовления, а КНД модели «груб.» заметно ниже таковой для модели первоначального типа и типа «чет-нечет.». Таким образом, для экспериментальных исследований был выбран вариант типа «чет-нечет.».

Исходя из технологических соображений и возможностей, для облучения ЛА было принято решение изготовить конический рупор. Замена пирамидального прямоугольного рупора на конический в модели заметно отразилась на КНД ЛА. На рисунке 94 представлены зависимости КНД модели квазисферической ЛА из материала с $\epsilon = 1,6$ и типом аппроксимации слоя переменной толщины «чет-нечет.» с облучением пирамидальным прямоугольным и коническим рупорами.

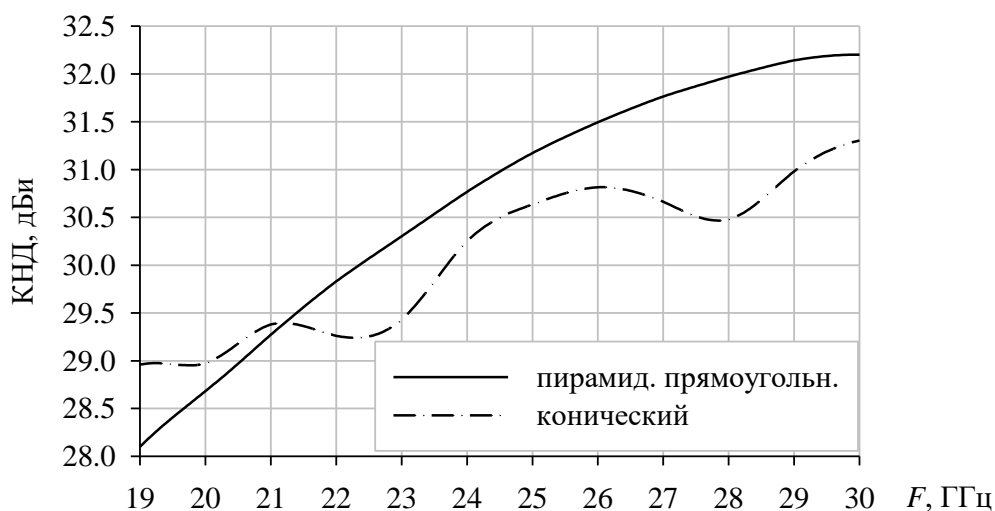


Рисунок 94 – КНД ЛА из диэлектрика дискретно-переменной толщины

Исследование положения фазового центра ФЦ конического рупора показало сильную его частотную неравномерность (рисунок 95). Для наглядности, координаты ФЦ для пирамидального прямоугольного и конического рупоров в начале частотного диапазона нормированы к одной величине.



Рисунок 95 – Положение ФЦ рупоров

Расположение облучателя относительно ЛА происходит таким образом, чтобы ФЦ облучателя находился в фокусе. Однако, при сильном изменении положения ФЦ его положение на каких-то частотах будет «уходить» из фокуса

ЛА. Таким образом, причиной неравномерности КНД в диапазоне частот для модели с коническим рупором является сильная зависимость положения ФЦ данного типа облучателя от частоты.

Несмотря на то, что КНД ЛА с коническим рупором на высоких частотах несколько ниже, чем с прямоугольным рупорным облучателем, она была выбрана для проведения экспериментальных исследований, поскольку принципиальных отличий в характеристиках с коническим и пирамидальным прямоугольным рупорами не имеется. В то же время, экспериментальный макет с использованием конического рупора позволит в полной мере проверить правильность подходов к расчёту антенны. При этом, круглый корпус рупора позволяет достаточно просто поместить конический рупор на расчётном расстоянии от ЛА и при необходимости произвести подстройку положения перемещением вдоль фокальной оси.

Результаты исследований экспериментального макета на основе описанной модели приведены в четвертой главе в разделе 4.2.1.

3.4. Круговая поляризация в квазисферической ЛА

В данном разделе рассматривается эффект, связанный разностью эффективных ДП для различных поляризаций поля в периодической слоистой диэлектрической структуре. Указанный эффект наблюдается для волн с ортогональными поляризациями, вектор поляризации одной из которых перпендикулярен плоскости слоёв структуры.

Исследования выполнены для модели ЛА, которая представляет собой квазисферическую линзу из слоёв дискретно-переменной толщины, диаметром $7,5 \cdot \lambda_0$, периодом расположения слоёв $d = 0,19 \lambda_0$, с использованием ДП материала $\varepsilon = 1,6$ и фокусным расстоянием $F = 1,4 \cdot R$, где R – радиус линзы. Максимальное количество дискретов в слое переменной толщины – 7, используется вариант дискретизации слоя с поочередным приращением толщины «чет-нечет.» в соответствии с описанием раздела 3.3. Основываясь на значениях параметров, с учетом данных, полученных в разделе 3.2, можно отметить, что «резонансные» свойства слоистой структуры находятся вне расчетного диапазона частот, и не влияют на характеристики исследуемой ЛА.

Разность эффективных ДП для ортогональных компонент поля зависит от коэффициента заполнения слоя (K) как отношения толщины слоя к периоду структуры d и от ДП используемого материала, что было подтверждено различными методами (разделы 2.1.3, 2.2.1). Для структуры с периодом равным $0,19 \cdot \lambda_0$, зависимость разности эффективных диэлектрических проницаемостей от коэффициента заполнения слоя материалом с $\varepsilon = 1,6$, рассчитанная с использованием теоремы Флоке (2.2.1) на частоте $1,25 f_0$, приведена на рисунке 96.

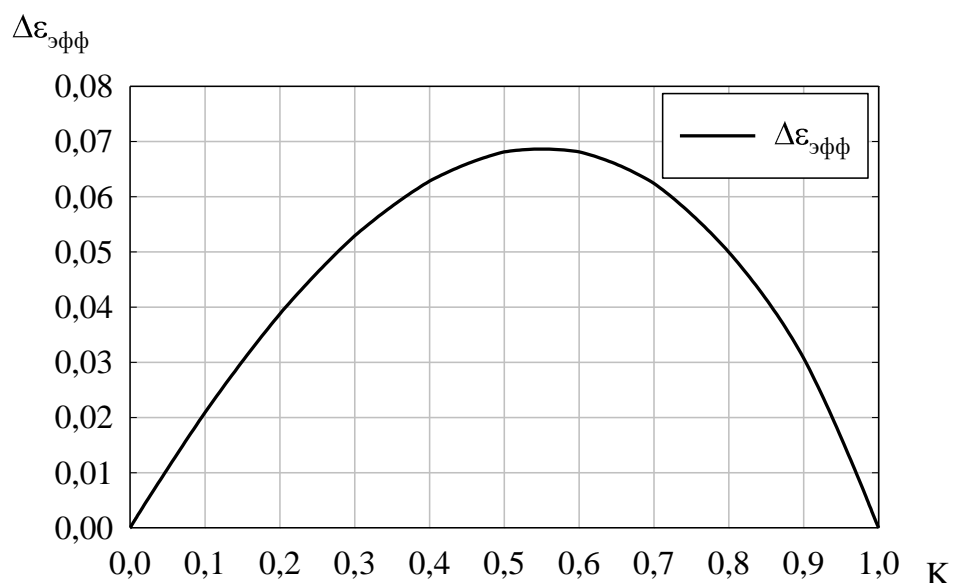


Рисунок 96 – Разность эффективных ДП структуры из слоёв переменной толщины от коэффициента заполнения слоя

Из вышеприведенной зависимости следует, что максимальная разность эффективных ДП структуры для волн с различными типами поляризации наблюдается при коэффициенте заполнения около 0,5-0,6. Нулевые значения разности приходятся на значения коэффициента заполнения, когда структура представляет собой изотропную среду. Наличие такой разности в эффективной ДП означает, что при облучении ЛА волной с ортогональной поляризацией, относительно поляризации, для работы с которой была синтезирована линза, появятся дополнительные искажения поля электромагнитной волны в раскрыве. Таким образом, при синтезе ЛА необходимо заранее знать, с какой ориентацией вектора поляризации относительно расположения плоских слоёв предстоит работать, т.к. синтез происходит с использованием зависимости эффективной ДП от коэффициента заполнения для соответствующей поляризации.

Различие в эффективных ДП для двух поляризаций также означает, что волны с соответствующими ортогональными поляризациями, одна из которых совпадает с плоскостью расположения слоёв, будут проходить через линзу за различное время. При облучении ЛА волной с круговой поляризацией, на

выходе из ЛА возникнет изменение коэффициента эллиптичности КЭ, так как разность фаз ортогональных компонент поля изменится. Также возможна ситуация, в которой линейная поляризация облучателя трансформируется в эллиптическую поляризацию на выходе ЛА в случае, когда вектор поляризации не совпадает с плоскостью расположения слоёв и не перпендикулярен ей [62].

Далее приводятся характеристики квазисферической ЛА, исследование которой производилось с использованием модели волноводно-фланцевого облучателя. Такой облучатель имеет высокую стабильность КЭ в угловом секторе облучения апертуры ЛА. Возбуждение облучателя производилось со сдвигом фазы ортогональных по поляризации колебаний низших типов в волноводе облучателя на 90° на центральной частоте f_0 . Вид сбоку исследуемой модели антенной системы приведен на рисунке 97.

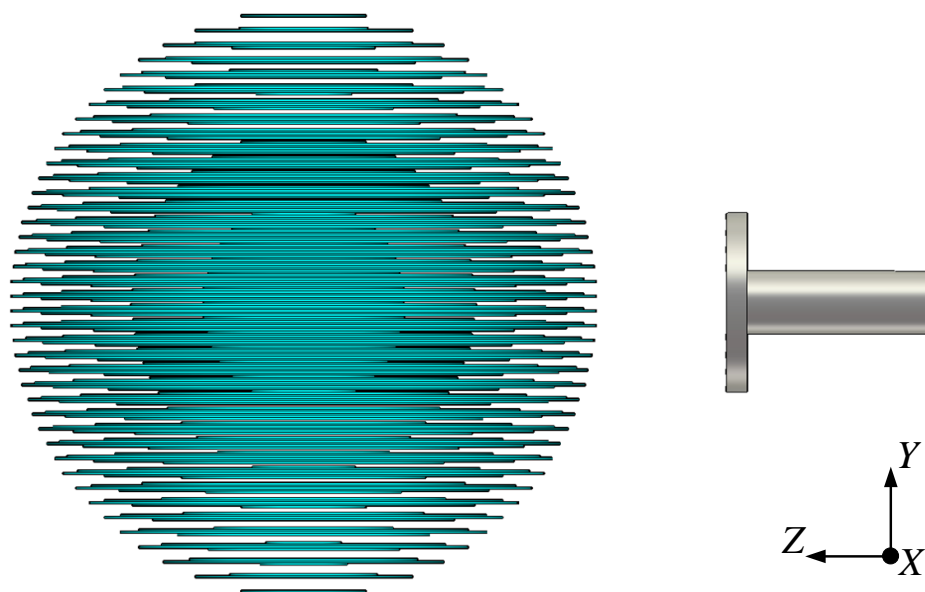


Рисунок 97 – Модель квазисферической ЛА с волноводно-фланцевым облучателем

Ниже приводятся результаты исследования КЭ данной модели в направлении максимума ДН исследуемой ЛА в рабочей полосе частот. Полоса частот в данном случае определяется характеристиками облучателя.

Облучатель имеет КЭ ≈ 1 в направлении максимума ДН на частоте f_0 . На рисунке 98 приведены зависимости КЭ для облучателя и для ЛА.

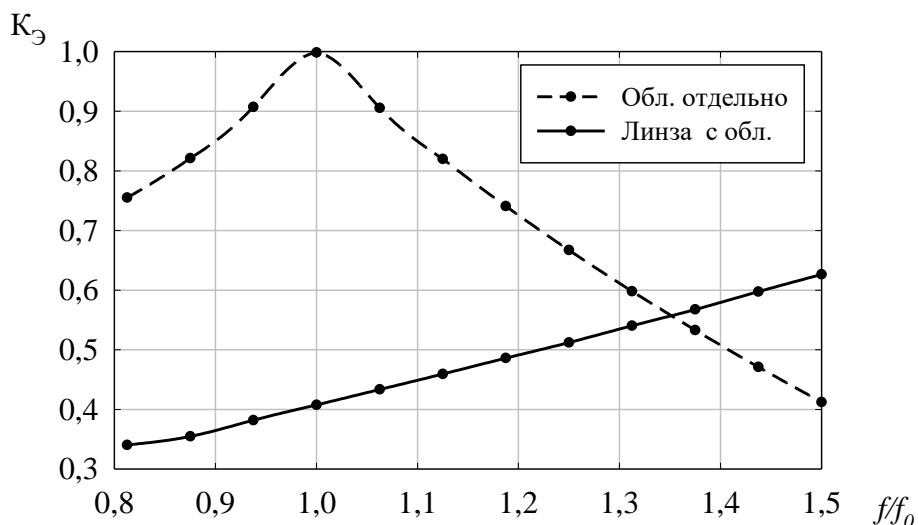


Рисунок 98 – КЭ исследуемой ЛА с волноводно-фланцевым облучателем

Из графика, приведенного на рисунке 98, можно сделать вывод о значительном снижении КЭ антенной системы, состоящей из облучателя и ЛА относительно КЭ облучателя, особенно в области высоких значений КЭ облучателя.

Исходя из выводов о различном времени прохождения волн с «вертикальной» и «горизонтальной» линейными поляризациями, а также из характеров зависимостей КЭ всей системы и облучателя отдельно, было сделано предположение о возможности улучшения КЭ ЛА путем введения дополнительного фазового сдвига между ортогональными компонентами поля облучателя. На рисунке 99 представлены зависимости КЭ ЛА с волноводно-фланцевым облучателем для различных случаев введения дополнительного фазового сдвига ортогональной компоненты поля к исходному сдвигу, равному 90° на частоте f_0 .

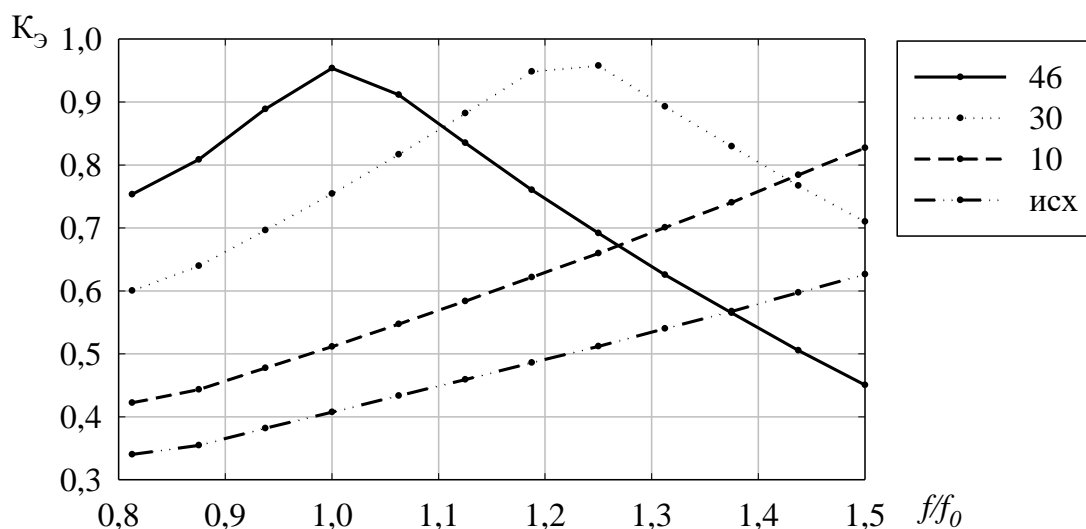


Рисунок 99 – КЭ модели ЛА с волноводно-фланцевым облучателем

Анализ рисунка 99 позволяет сделать вывод о возможности получения высоких значений КЭ в направлении максимума ДН квазисферической ЛА несмотря на вышеуказанные поляризационно-зависимые свойства структуры. Введение дополнительного фазового сдвига ортогональной компоненты поля в $\approx 46^\circ$, что в сумме с исходным составляет $\approx 136^\circ$, позволяет добиться высоких значений КЭ в желаемом частотном диапазоне. Приведенные результаты опубликованы в [63].

Исследование зависимости КЭ от дополнительного фазового сдвига было выполнено для ЛА, синтезированной для линейной «вертикальной» поляризации, т.е. поляризации, перпендикулярной плоскости слоёв дискретно-переменной толщины. Также получены данные и для ЛА, синтезированной для «горизонтальной» поляризации. Для такой ЛА, чтобы поместить максимум КЭ на частоту f_0 , потребовался дополнительный сдвиг фазы в 50° , в отличие от 46° для вышеприведенной.

Сканирование ДН в квазисферической линзе осуществляется путем перемещения облучателя по сферической поверхности, радиус которой равен фокусному расстоянию. В случае сканирования ДН в плоскости YOZ (рисунок 97), угол, под которым происходит облучение слоёв ЛА, меняется. В связи с наличием поляризационно-зависимых свойств слоистой структуры возникает

анизотропия в квазисферической ЛА, происходит изменение характеристик ДН в зависимости от направления распространения облучающего поля. В частности, при облучении ЛА полем с круговой поляризацией, в зависимости от угла облучения в плоскости YOZ, изменяется КЭ (рисунок 100).

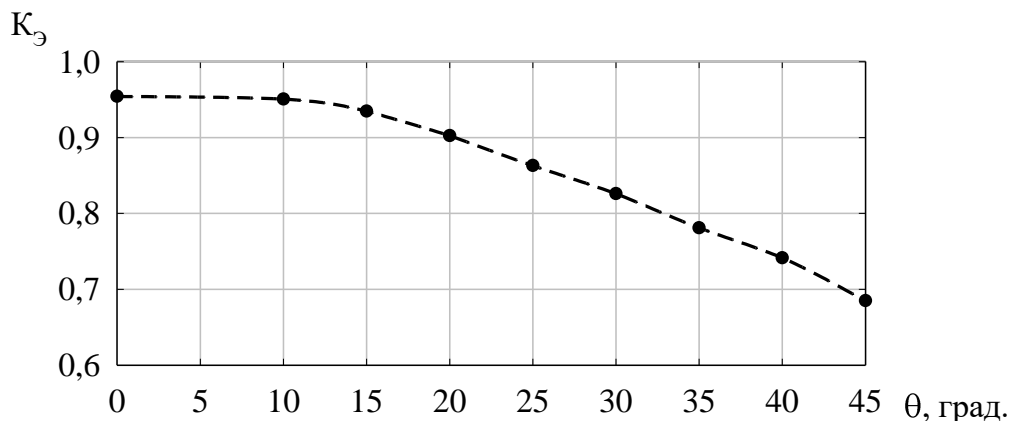


Рисунок 100 – КЭ в направлении максимума ДН от угла облучения квазисферической ЛА

В случае небольших углов сканирования (до 15-20 градусов), при подобранном для максимального КЭ при облучении ЛА под углом 0° фиксированном фазовом сдвиге ортогональных компонент поля в облучателе, КЭ не опускается ниже значения 0,9.

По аналогии с введением дополнительного фазового сдвига между ортогональными компонентами поля с круговой поляризацией, для компенсации анизотропии ЛА в данном случае, оказалось возможным произвести корректировку КЭ при сканировании ДН в плоскости YOZ. В результате моделирования была получена зависимость необходимого дополнительного фазового сдвига для получения максимальных значений КЭ для углов сканирования ДН от 0 до 45° в плоскости YOZ с шагом в 5° . Полученная зависимость приведена на рисунке 101.

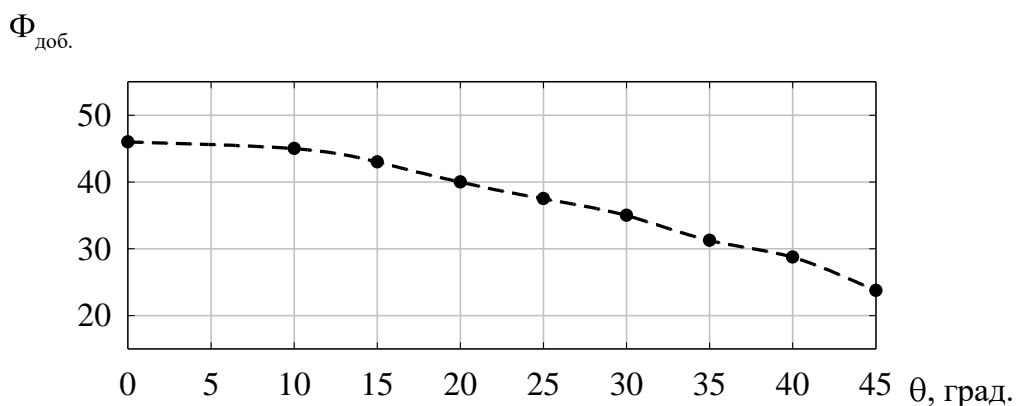


Рисунок 101 – Зависимость дополнительного фазового сдвига для получения максимальных значений КЭ при сканировании

Достигнутые в результате моделирования значения КЭ при сканировании в плоскости YOZ, при условии корректировки фазового сдвига для каждого положения облучателя, приведены на рисунке 102.

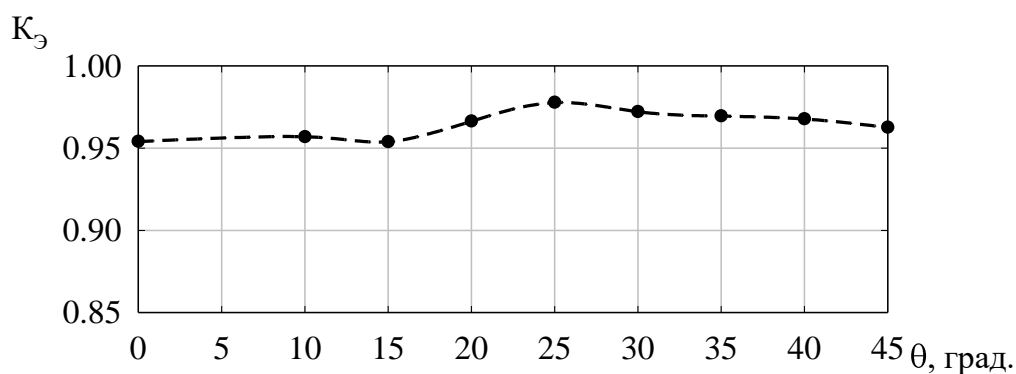


Рисунок 102 – КЭ в направлении максимума ДН с корректировкой фазового сдвига между ортогональными компонентами поля

Такой подход может быть реализован при использовании решетки облучателей на фокальной поверхности, при этом облучатель из решётки для соответствующего углового положения имеет индивидуальную корректировку КЭ. В результате могут быть получены высокие значения КЭ для АС в диапазоне углов облучения.

Существует возможность выбора некоторого фиксированного значения фазового сдвига между ортогональными компонентами поля, при котором высокие значения КЭ сохраняются в широком диапазоне углов сканирования.

Набор кривых, показывающих зависимости КЭ для различных фиксированных значений фазового сдвига, показан на рисунке 103.

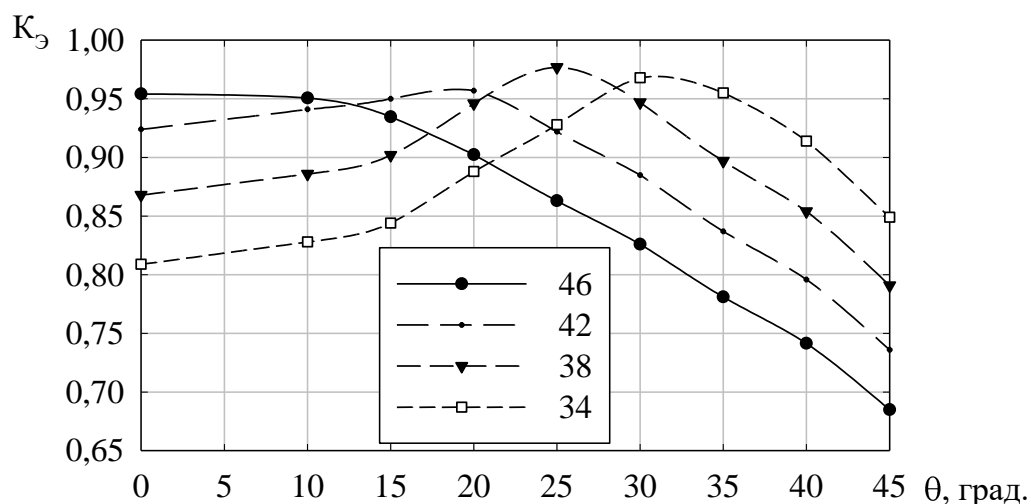


Рисунок 103 – КЭ в направлении максимума ДН для различных фиксированных значений фазового сдвига

Из зависимостей, приведенных на рисунке 103 может быть оценен минимальный КЭ в требуемом угловом диапазоне сканирования для ЛА с вышеуказанными параметрами вблизи частоты f_0 . К примеру, при статической корректировке КЭ облучателя, в случае небольших углов сканирования (менее ± 27 градусов), при дополнительном фазовом сдвиге в 42° , КЭ не опускается ниже значения 0,9. Для углового сектора в $\pm 40^\circ$, при соответственно выбранной корректировке КЭ облучателя, значение КЭ антенной системы не опустится ниже 0,85.

Таким образом, несмотря на то, что в исследуемой слоистой структуре присущи анизотропные свойства, за счет фазового сдвига между ортогональными компонентами поля облучателя могут быть получены высокие значения КЭ ЛА в диапазоне углов облучения. Также возможен подход фиксированной корректировки КЭ облучателя для всех угловых положений с определенным допустимым уровнем КЭ ЛА в диапазоне углов облучения.

3.5. Моделирование облучателей линзовых антенн

3.5.1. Расфазированный рупорно-волноводный облучатель

Существует проблема, связанная с облучением апертур антенн, в частности ЛА из неоднородного диэлектрика, таких как ЛА Люнебурга, связанная с тем, что при использовании обычного рупорного облучателя не удается получить высокие значения КИП АС в широкой полосе частот. В качестве варианта решения данной проблемы, предлагается использование расфазированного рупора с изломом конической образующей [64]. Изометрический вид разработанной модели рупорного облучателя с изломом конической образующей приведен на рисунке 104, сечение модели – на рисунке 105.

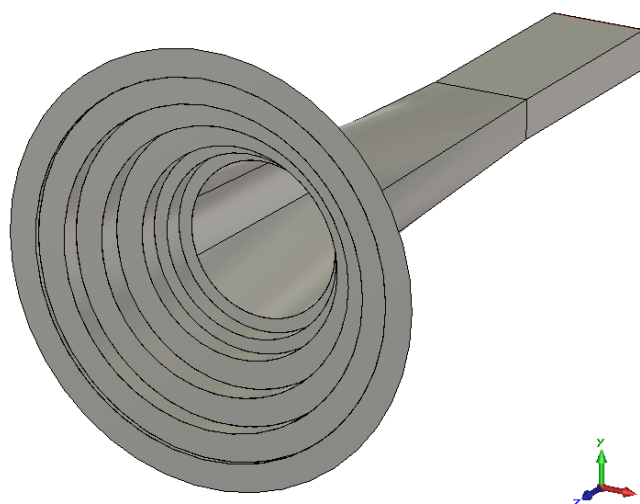


Рисунок 104 – Модель облучателя для ЛА Люнебурга

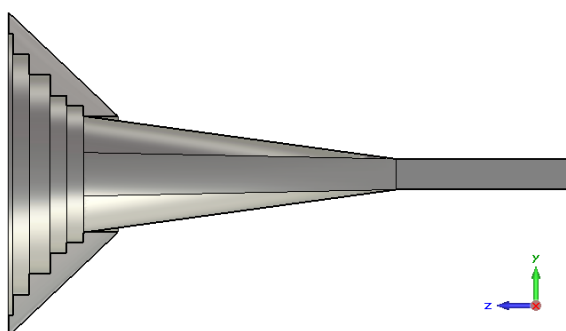


Рисунок 105 – Модель облучателя для ЛА Люнебурга

Облучатель был синтезирован таким образом, чтобы получить высокую эффективность использования апертуры ЛА во всём диапазоне рабочих частот. Высокая эффективность использования апертуры достигается за счет создания широкой ДН облучателя по уровню -3 дБ, с сохранением облучения края ЛА на уровне ≈ -9 дБ, а также за счет высокой стабильности параметров ДН облучателя во всей рабочей полосе частот. Расчётные ДН облучателя в плоскости E на частотах 17 и 24 ГГц приведены на рисунке 106.

На рисунке 107 приведены расчетные частотные зависимости ШДН в плоскости E по уровню -3 дБ и -9 дБ.

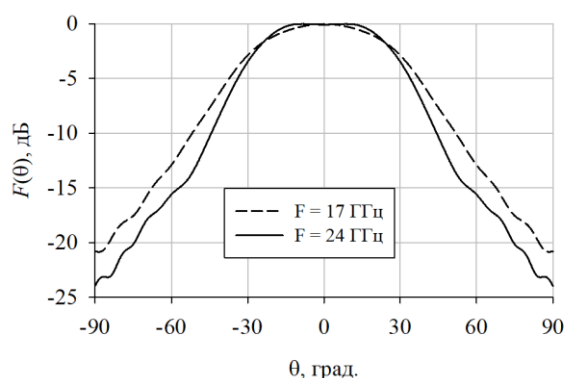


Рисунок 106 – ДН облучателя в плоскости E

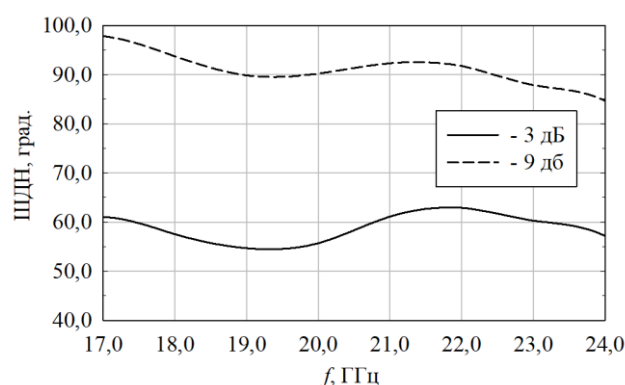


Рисунок 107 – ШДН облучателя в плоскости E

Необходимо отметить, что ШДН облучателя во всём диапазоне частот изменяется не много более чем на $\approx 10^\circ$ по уровню -9 дБ, и менее чем на 10° по уровню -3 дБ.

Расчётные ДН облучателя в плоскости H на частотах 17 и 24 ГГц приведены на рисунке 108.

На рисунке 109 приведены расчётные частотные зависимости ШДН в плоскости H по уровням -3 дБ и -9 дБ. ШДН в плоскости H , по сравнению с ШДН в плоскости E , более стабильна.

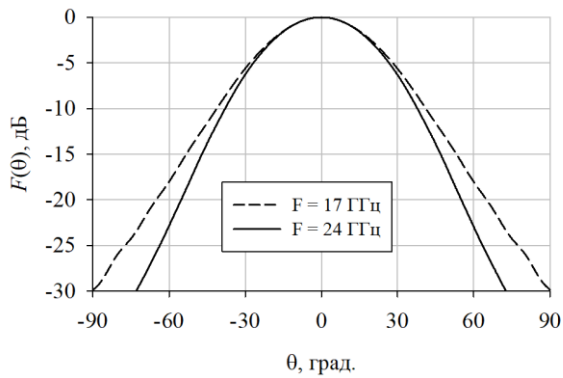


Рисунок 108 – ДН облучателя в плоскости H

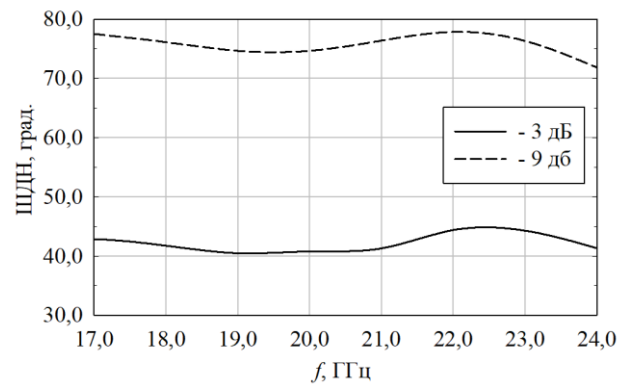


Рисунок 109 – ШДН облучателя в плоскости H

КО волноводного входа облучателя приведен на рисунке 110. Расчётный уровень КО остаётся низким во всей рабочей полосе частот.

Произведен расчет КИП для АС на основе «идеальной» ЛА Люнебурга электрически большого размера ($D \approx 20\lambda$) с вынесенным фокусом (фокусное расстояние $1,4R$ от центра ЛА) при облучении расфазированным рупором с изломом конической образующей. На рисунке 111

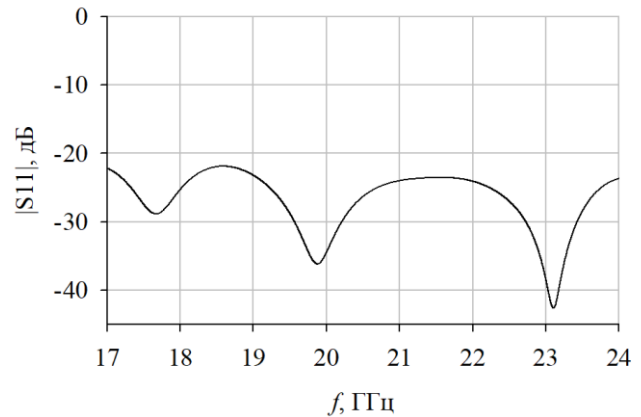


Рисунок 110 – Зависимость КО облучателя

приводится сравнение расчетных частотных зависимостей КИП для различных типов облучателей в составе ЛА Люнебурга, а именно:

- расфазированного рупора с изломом конической образующей;
- прямоугольного рупора, для которого уровень облучения краев ЛА в начале диапазона частот перекрытия соответствует аналогичному для исследуемого расфазированного облучателя;
- конического рупора, для которого уровень облучения краев ЛА в плоскости H соответствует расфазированному облучателю в начале рассматриваемого диапазона частот.

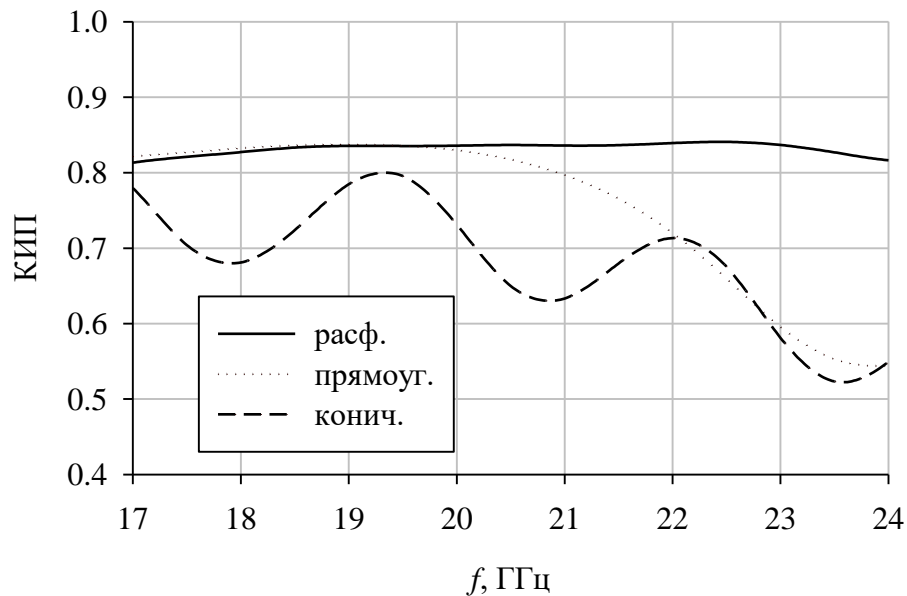


Рисунок 111 – КИП «идеальной» ЛА Люнебурга

Из рисунка 111 видно, что использование предлагаемого облучателя позволяет получить постоянное значение КИП в широкой полосе частот, избежать спада КИП в верхней части диапазона.

Стоит отметить, что в ходе исследований также осуществлялось рассмотрение массивов облучателей для формирования многолучевых ДН [65], что часто является желаемым вариантом для использования в составе с неоднородной сферической линзой.

3.6. Выводы

В результате проведенных исследований, был произведен синтез квазисферической ЛА из однородного диэлектрического материала. Результаты моделирования показали, что параметры ДН квазисферической ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины соответствуют аналогичным параметрам ЛА со сферической линзой Люнебурга из неоднородного диэлектрического материала при облучении полем линейной поляризации. Такое соответствие выполняется при таком образом выбранных параметрах пространственной дискретизации структуры, чтобы резонансная область на частотной оси находилась выше рабочей области частот. Также было

установлено наличие зависимости максимального количества дискретов толщины в слое от размеров ЛА для получения ее высокой эффективности.

Результаты проведенных исследований показывают, что квазисферическая ЛА работает в широкой полосе частот с высокой эффективностью, чему способствует использование рупорного облучателя с изломом образующей.

В квазисферической ЛА происходит изменение характеристик ДН в зависимости от направления распространения облучающего поля эллиптической поляризации. В результате произведенных исследований показано, что за счет фазового сдвига между ортогональными компонентами поля облучателя могут быть получены высокие значения КЭ квазисферической ЛА в диапазоне углов облучения.

С целью получения высокой эффективности использования апертуры ЛА во всём диапазоне рабочих частот предлагается использование расфазированного рупора с изломом конической образующей. В ходе исследований был синтезирован облучатель указанного типа, проведено моделирование в составе с ЛА Люнебурга. Использование такого облучателя позволяет получить практически постоянное значение $K_{ИП} \geq 0,8$ в широкой полосе частот, избежать спада $K_{ИП}$ в верхней части диапазона.

4. Экспериментальные исследования

Исследование характеристик рупорно-волноводного облучателя и макета ЛА диаметром $12 \lambda_0$ производились методом измерения в дальней зоне с использованием оборудования ФГАОУ ВО «СФУ», а именно: анализатора цепей Agilent E8363B и измерительных антенн (П6-65 и П6-128, в зависимости от исследуемого диапазона частот), либо с использованием генератора сигналов Agilent E8257D и анализатора спектра Agilent E4447A и вышеуказанных измерительных антенн.

Измерения макета ЛА диаметром $20 \lambda_0$ проводились в безэховой камере методом сканирования амплитудно-фазового распределения (АФР) в ближнем поле антенны с последующим пересчетом в характеристики направленности в дальней зоне.

4.1. Экспериментальные исследования облучателей неоднородной ЛА

На рисунке 112 показана фотография облучателя рупорного типа с волноводным входом. Облучатель представляет собой конический расфазированный рупор с изломом образующей. С целью симметрирования ДН в двух плоскостях, раскрыв рупора выполнен ступенчатым.

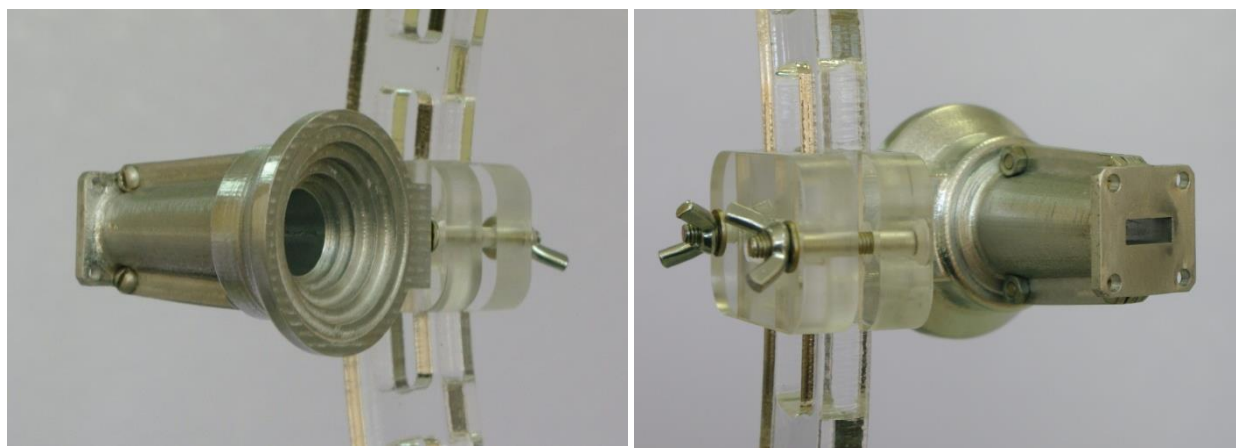


Рисунок 112 – Фотография экспериментального образца облучателя для ЛА

Как отмечалось ранее, облучатель был синтезирован таким образом, чтобы получить высокую эффективность использования апертуры ЛА во всём диапазоне рабочих частот. Это достигается за счет создания широкой ДН облучателя по уровню -3 дБ, с сохранением облучения края ЛА на уровне \approx -9 дБ, а также за счет высокой стабильности параметров ДН облучателя во всей рабочей полосе частот [66].

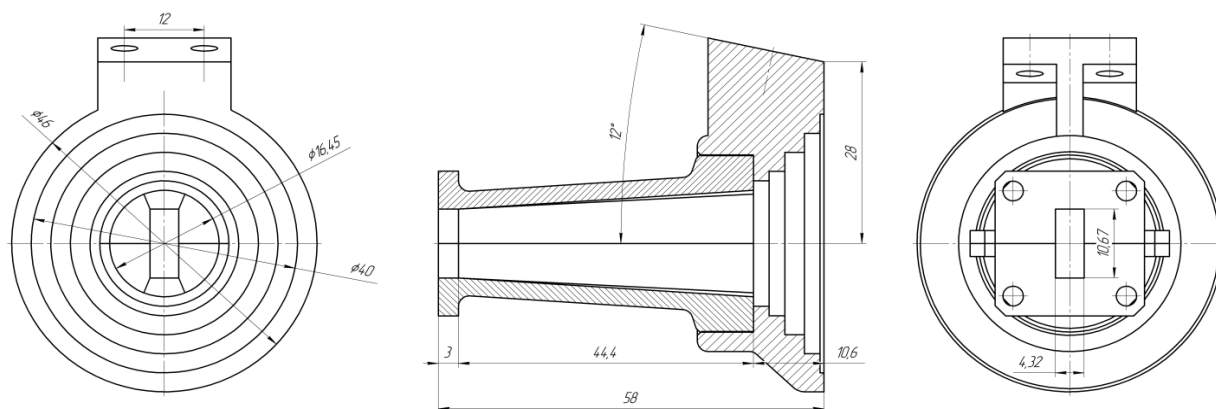


Рисунок 113 – Эскиз облучателя ЛА

Измеренные ДН облучателя в плоскости E на частотах 17 и 24 ГГц приведены на рисунке 114.

Сравнение рисунков 106 и 114 показывает хорошее совпадение расчётных и экспериментальных данных. На рисунке 115 приведены экспериментальные зависимости ШДН в плоскости E по уровню -3 дБ и -9 дБ.

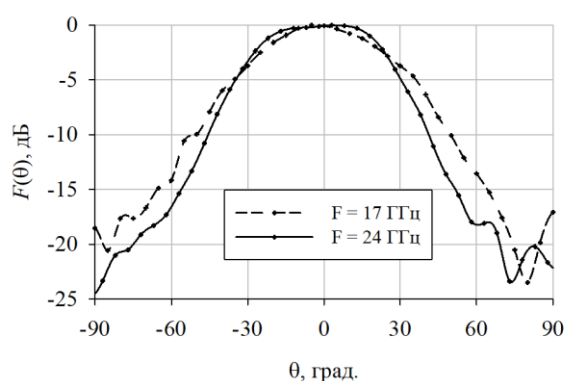


Рисунок 114 – Экспериментальные ДН облучателя в плоскости E

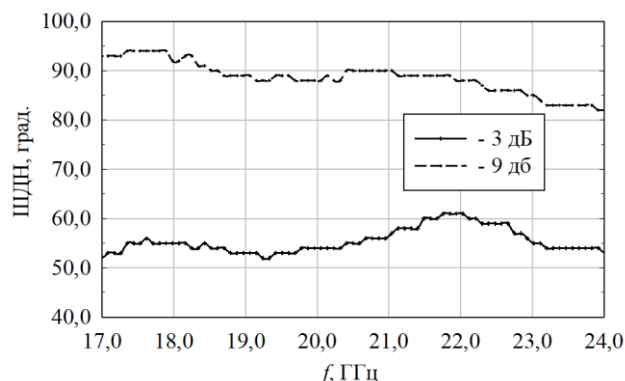


Рисунок 115 – ШДН облучателя в плоскости E по уровням -3 дБ и -9 дБ

Стоит отметить, что ШДН облучателя во всём рабочем диапазоне частот изменяется не более чем на ≈ 10 градусов, что соответствует расчёту (рисунок 107).

Измеренные ДН облучателя в плоскости H на частотах 17 и 24 ГГц приведены на рисунке 116.

На рисунке 117 приведены измеренные зависимости ШДН в плоскости H по уровням -3 дБ и -9 дБ. Зависимости ШДН в данной плоскости, по

сравнению с аналогичной в плоскости E , оказывается более стабильной, что совпадает с расчётом (рисунок 109).

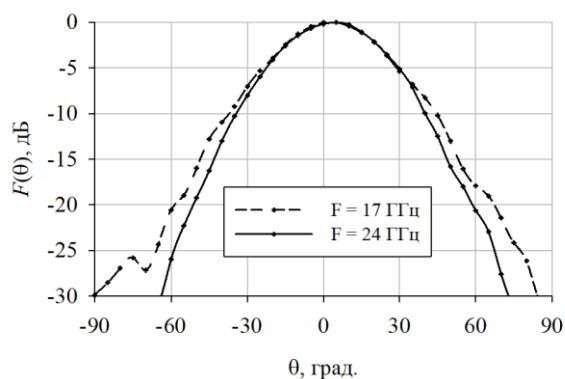


Рисунок 116 – ДН облучателя в плоскости Н

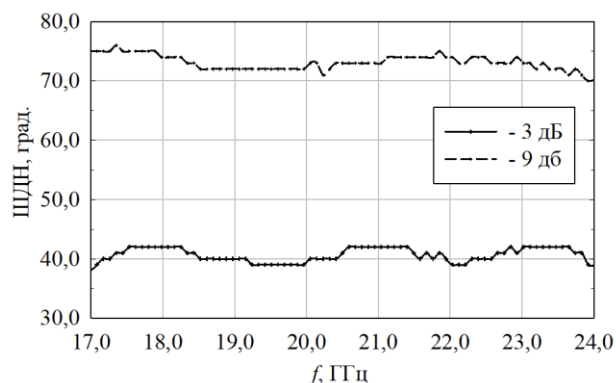


Рисунок 117 – ШДН облучателя в плоскости Н по уровням -3 дБ и -9 дБ

Во всём рабочем диапазоне частот разработанный облучатель имеет достаточно хорошие характеристики по уровню отражения от входа (S_{11}). Экспериментальная зависимость модуля КО ($|S_{11}|$) приведена на рисунке 118.

Для облучателя, расположенного вблизи ЛА на рабочем расстоянии, характеристика зависимости модуля КО изменится. Значения модуля КО ($|S_{11}|$) остаются в допустимых пределах (рисунок 119).

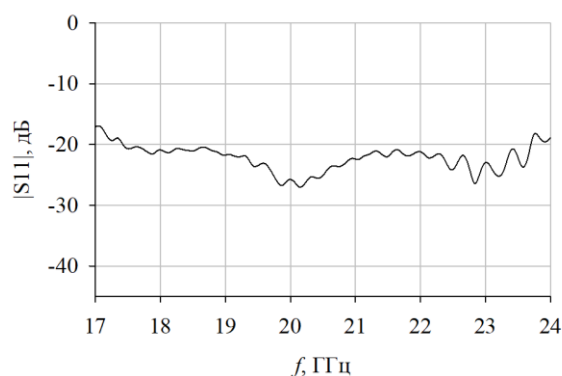


Рисунок 118 – КО ($|S_{11}|$) экспериментального облучателя

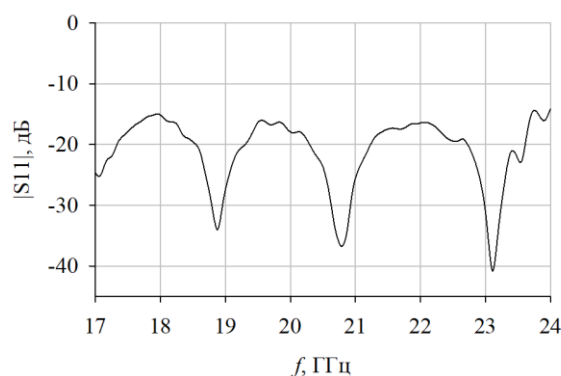


Рисунок 119 – $|S_{11}|$ облучателя с учётом влияния ЛА

4.2. Экспериментальные исследования макетов квазисферической ЛА

4.2.1. Результаты исследований макета ЛА диаметром $12 \lambda_0$

Далее приведены результаты экспериментального исследования макета квазисферической ЛА, представляющей собой набор цилиндрических слоев дискретно-переменной толщины из материала с постоянной ДП, основывающаяся на модели ЛА из третьей главы, раздела 3.1.4, с особенностями, описанными в 3.3. Геометрические размеры макета ЛА соответствуют расчетным значениям для модели, описанной в 3.3.

Фотографии исследуемого экспериментального образца АС на основе квазисферической ЛА приведены на рисунках 120 и 121.

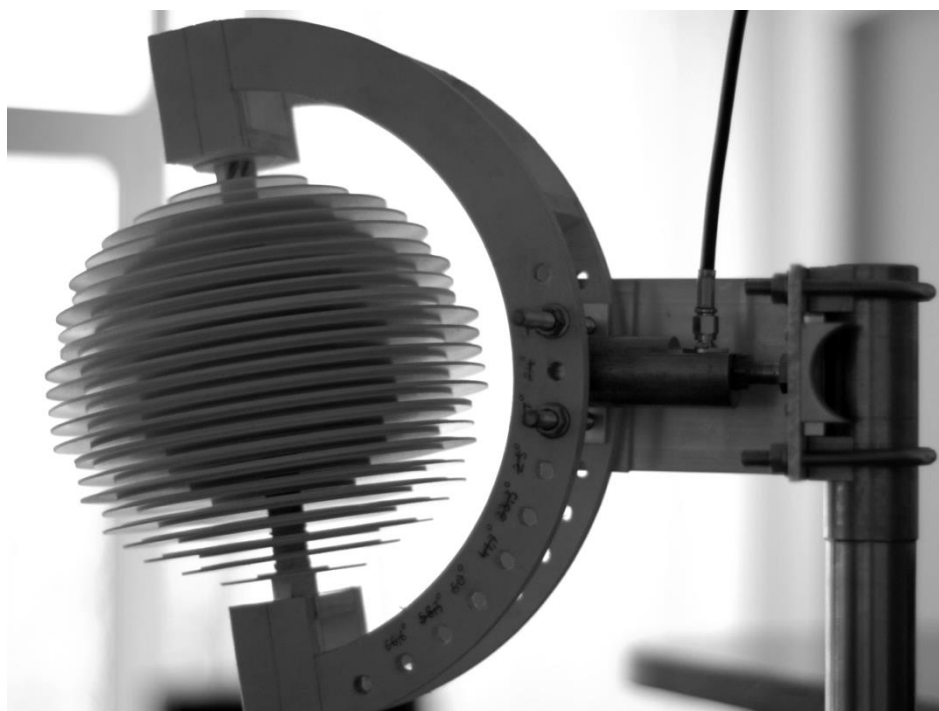


Рисунок 120 – Фотография экспериментального образца ЛА

Отличие макета от расчетной модели состоит в наличии диэлектрического стержня, на котором произведена сборка ЛА. Однако, по результатам дополнительных расчетов, данная модификация была оценена как мало влияющая на характеристики антенны. Линза закреплена в специальной

раме, позволяющей выставлять угол облучения. Дискрет изменения положения линзы составляет 8° [67].

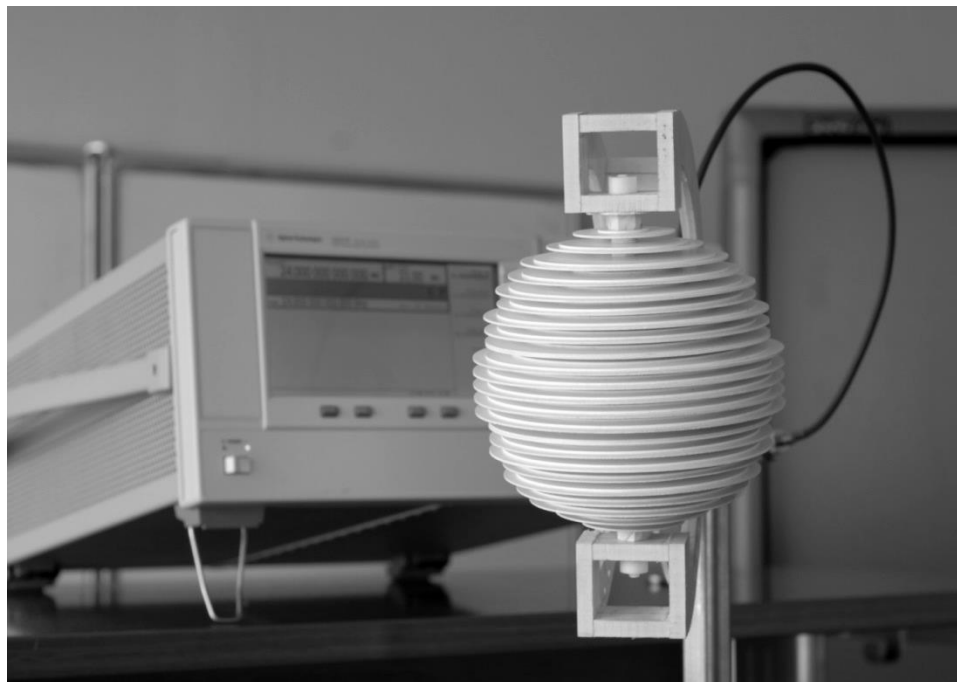


Рисунок 121 – Фотография экспериментального образца ЛА

Основными характеристиками антенны являются ДН в различных плоскостях при различных углах облучения. ДН были измерены на частотах $1,05 f_0$ и $1,25 f_0$ (в эксперименте – 24 и 28 ГГц соответственно) в двух плоскостях (E и H), при углах облучения 0° , $\approx 8^\circ$, $\approx 16^\circ$ и $\approx 24^\circ$.

Ниже приводятся сравнения расчетных и экспериментальных ДН при углах облучения 0° и 24° . На представленных графиках сплошной линией показана измеренная, пунктирной – расчетная ДН. Ширина главного лепестка ДН и УБЛ для каждой ДН приведены ниже соответствующего рисунка

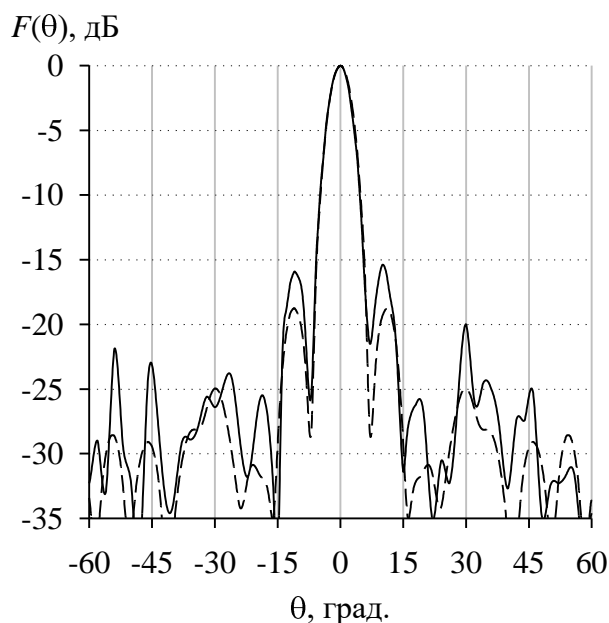


Рисунок 122 – Расчетные и

экспериментальные ДН антенны на частоте $1,05 f_0$ в плоскости H при угле облучения 0°

Р.: ШДН = $5,4^\circ$; УБЛ = -18,7 дБ.

Эксп: ШДН $\approx 5,25^\circ$; УБЛ = -15,4 дБ.

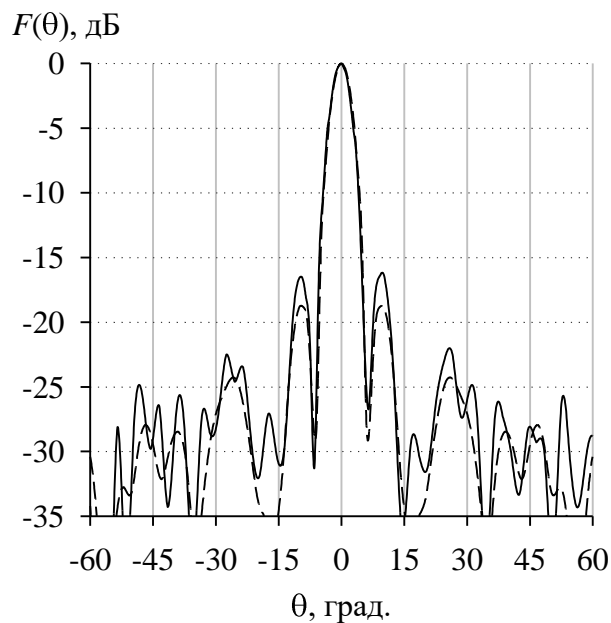


Рисунок 123 – Расчетные и

экспериментальные ДН антенны на частоте $1,25 f_0$ в плоскости H при угле облучения 0°

Р.: ШДН = $4,7^\circ$; УБЛ = -18,8 дБ.

Эксп: ШДН $\approx 4,7^\circ$; УБЛ = -16,2 дБ.

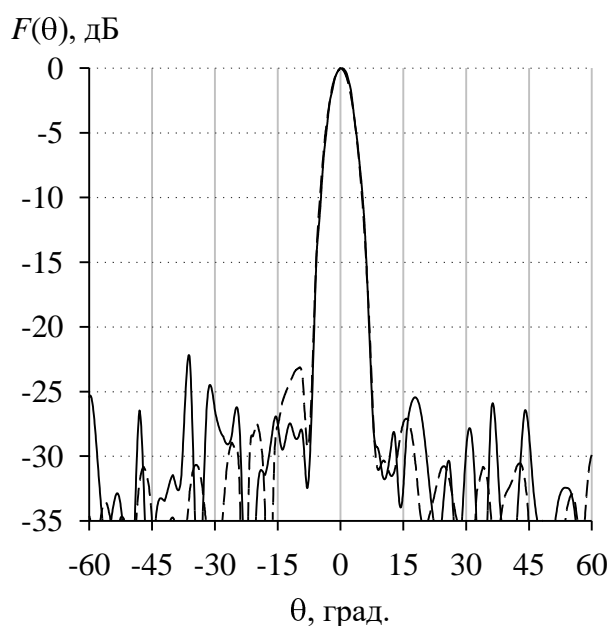


Рисунок 124 – Расчетные и

экспериментальные ДН антенны на частоте $1,05 f_0$ в плоскости E при угле облучения 0°

Р.: ШДН = $5,7^\circ$; УБЛ = -23,2 дБ.

Эксп: ШДН $\approx 5,7^\circ$; УБЛ = -22,5 дБ.

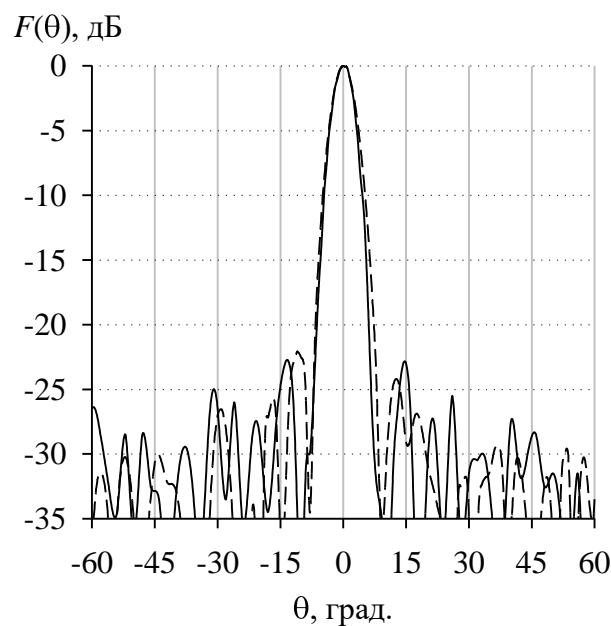


Рисунок 125 – Расчетные и

экспериментальные ДН антенны на частоте $1,25 f_0$ в плоскости E при угле облучения 0°

Р.: ШДН = $5,5^\circ$; УБЛ = -22,1 дБ.

Эксп: ШДН $\approx 5,2^\circ$; УБЛ = -23,1 дБ.

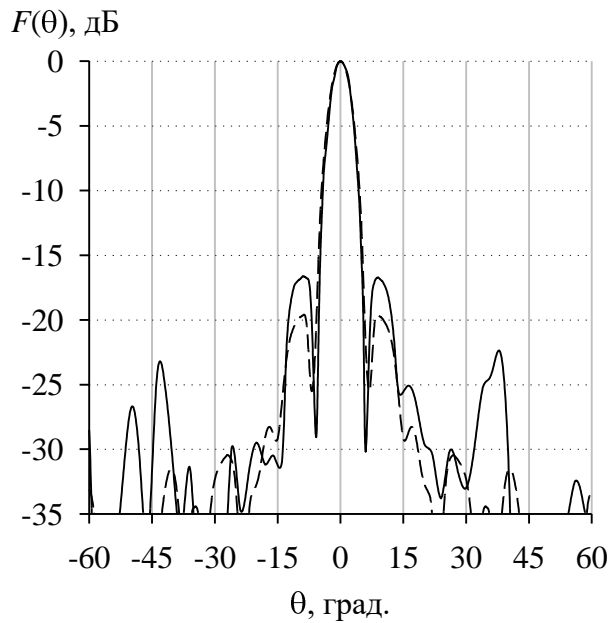


Рисунок 126 – Расчетные и экспериментальные ДН антенны на частоте $1,05 f_0$ в плоскости H при угле облучения 24°
 Р.: ШДН = $5,4^\circ$; УБЛ = -19 дБ.
 Эксп: ШДН $\approx 5^\circ$; УБЛ = -16,6 дБ.

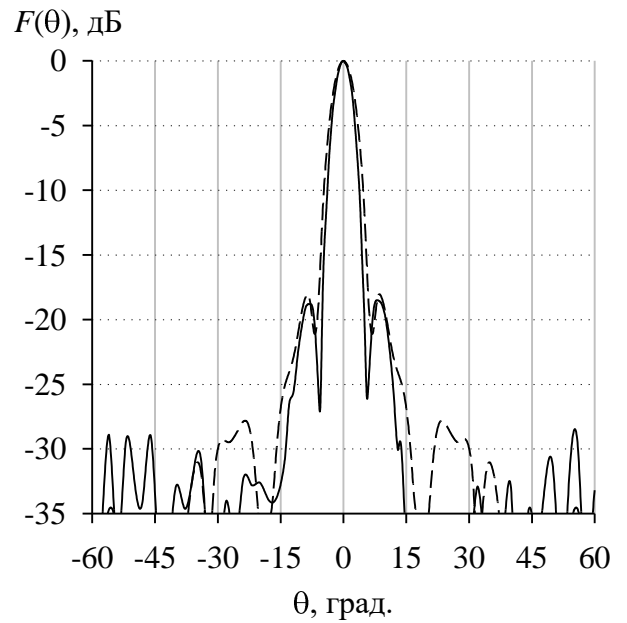


Рисунок 127 – Расчетные и экспериментальные ДН антенны на частоте $1,25 f_0$ в плоскости H при угле облучения 24°
 Р.: ШДН = $5,8^\circ$; УБЛ = -18 дБ.
 Эксп: ШДН $\approx 4,5^\circ$; УБЛ = -18,5 дБ.

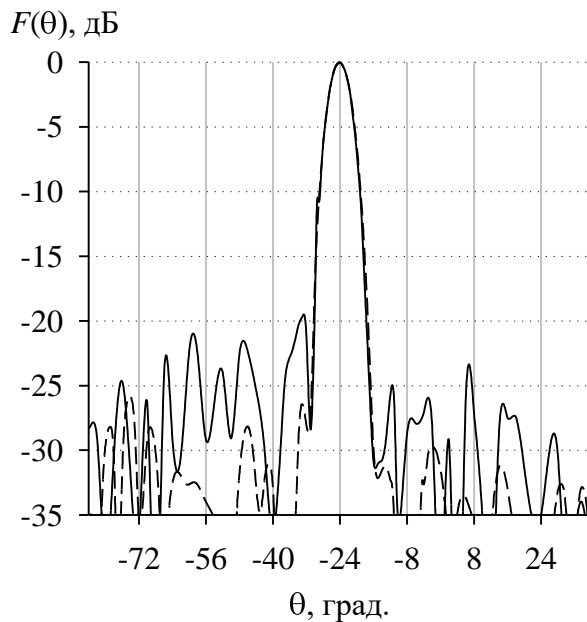


Рисунок 128 – Расчетные и экспериментальные ДН антенны на частоте $1,05 f_0$ в плоскости E при угле облучения 24°
 Р.: ШДН = $5,6^\circ$; УБЛ = -26,7 дБ.
 Эксп: ШДН $\approx 5,5^\circ$; УБЛ = -19,7 дБ.

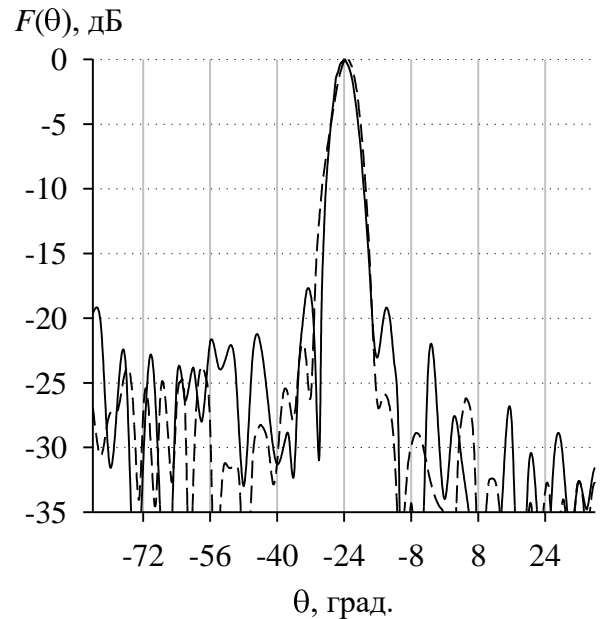


Рисунок 129 – Расчетные и экспериментальные ДН антенны на частоте $1,25 f_0$ в плоскости E при угле облучения 24°
 Р.: ШДН = $5,0^\circ$; УБЛ = -20,4 дБ.
 Эксп: ШДН $\approx 5^\circ$; УБЛ = -17,9 дБ.

Из сравнения расчетных и экспериментальных ДН антенны можно заключить следующее:

– главные лепестки ДН хорошо повторяют форму расчетных. Максимальное отличие ширины главного лепестка составляет $+0,3^\circ$;

– отклонения ШДН наблюдаются как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения на значения, что говорит о достаточной повторяемости исходных ДН;

– УБЛ экспериментальных ДН выше расчётных, однако и в самом худшем случае их уровень не превышает $-15,4$ дБ от максимума.

4.2.2. Результаты исследований макета ЛА диаметром $20 \lambda_0$

Диаметр линзы для данного макета ЛА, составляет ≈ 300 мм., с учётом обтекателя – 320мм. Рабочий диапазон частот 17 – 24 ГГц. Используется облучатель для работы в широкой полосе частот с высокой эффективностью (см. 3.5.1 диссертации).

Фотография макета квазисферической ЛА в измерительной безэховой камере (БЭК) приведена на рисунке 130.

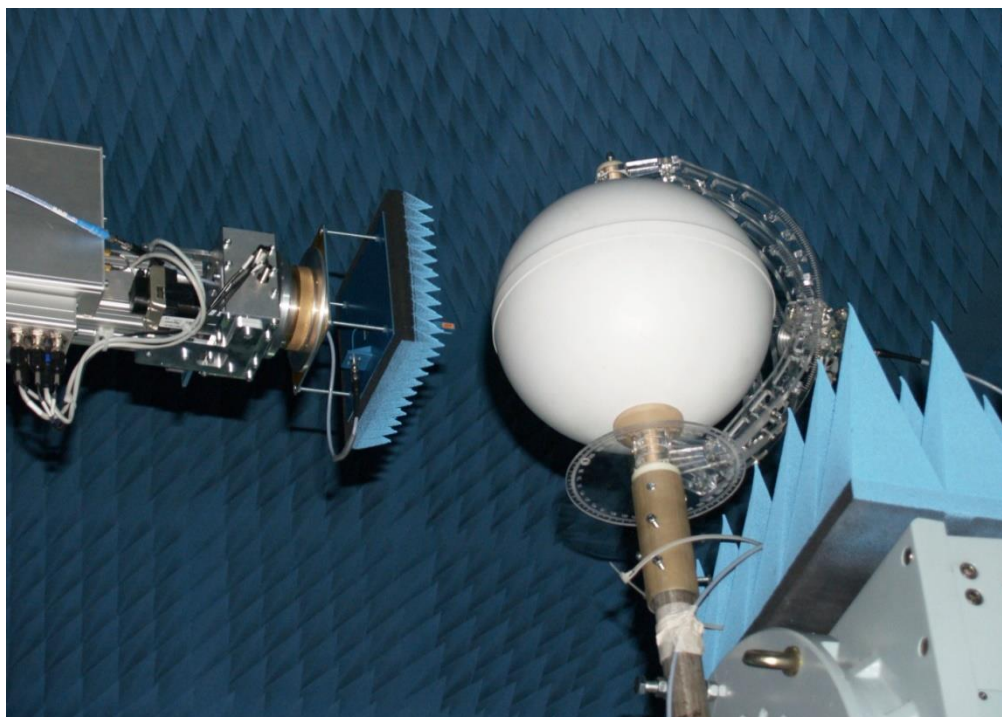


Рисунок 130 – Фотография макета ЛА в БЭК

На рисунке 130 (слева) также виден зонд сканера измерительной установки, посредством которой и произведены измерения характеристик.

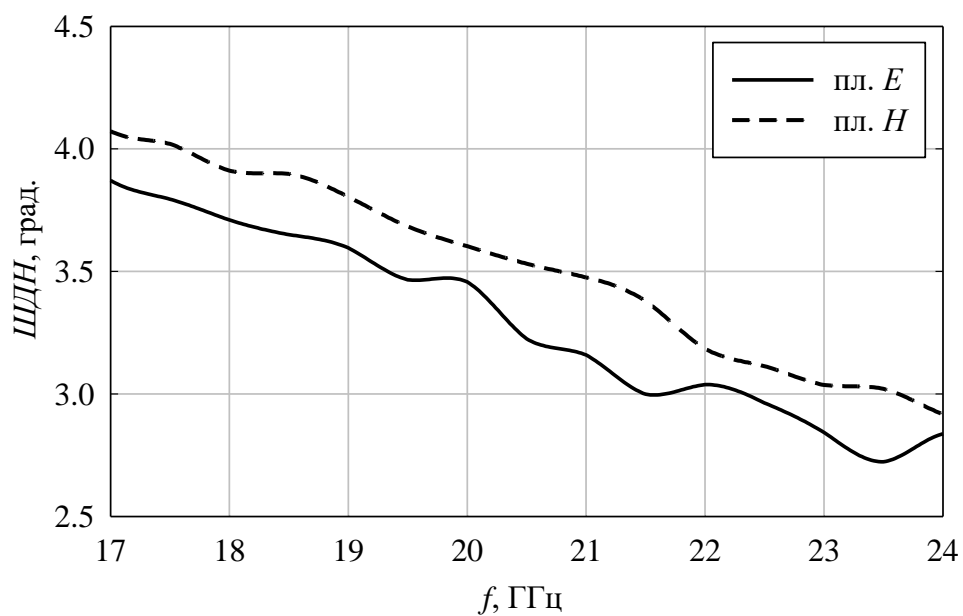


Рисунок 131 – ШДН при направлении облучения ЛА 0°

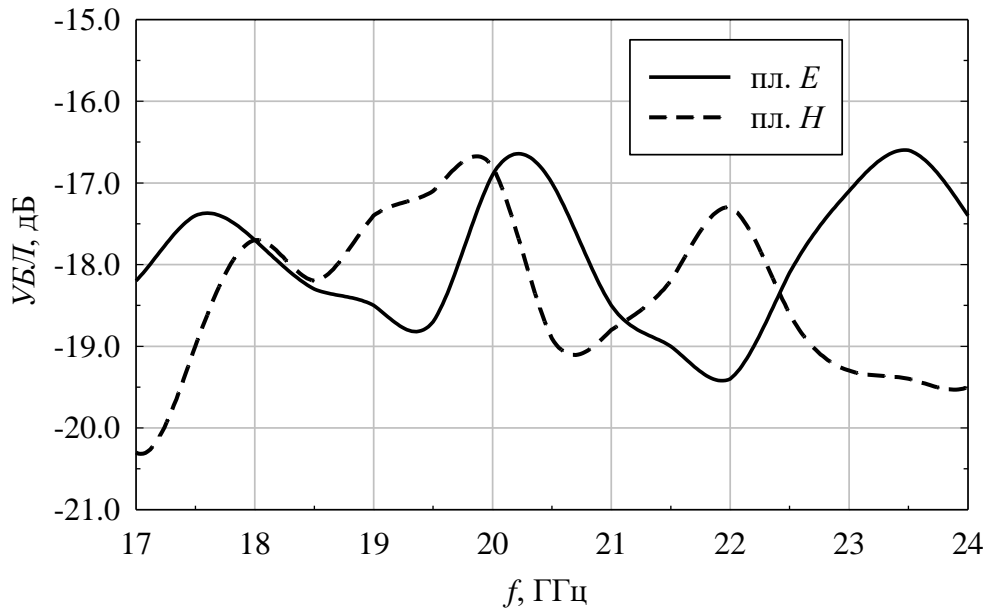


Рисунок 132 – УБЛ при направлении облучения ЛА 0°

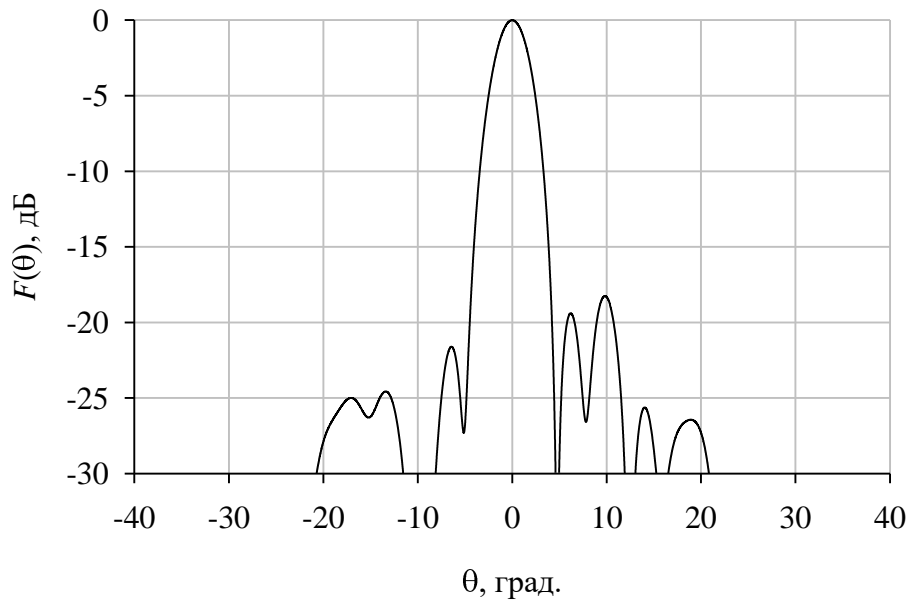


Рисунок 133 – ДН макета ЛА диаметром $20 \lambda_0$ на частоте 17 ГГц при направлении облучения ЛА 0° в плоскости E

На рисунке 134 приведена фотография макета квазисферической ЛА в БЭК для получения характеристик при облучении под углом.

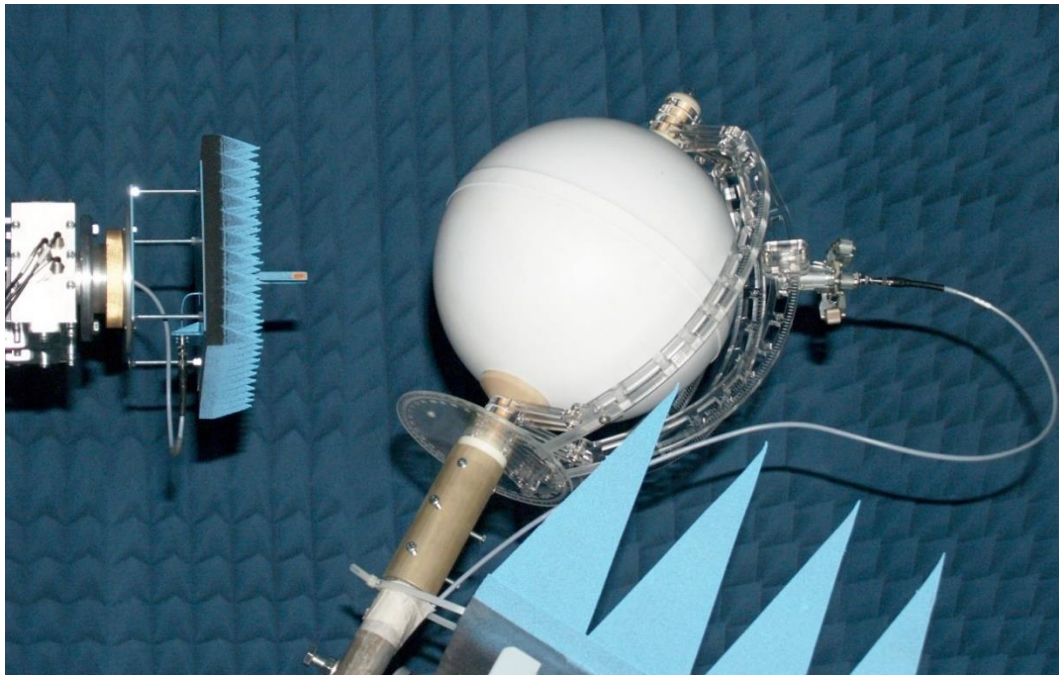


Рисунок 134 – Фотография макета ЛА Люнебурга при облучении под углом

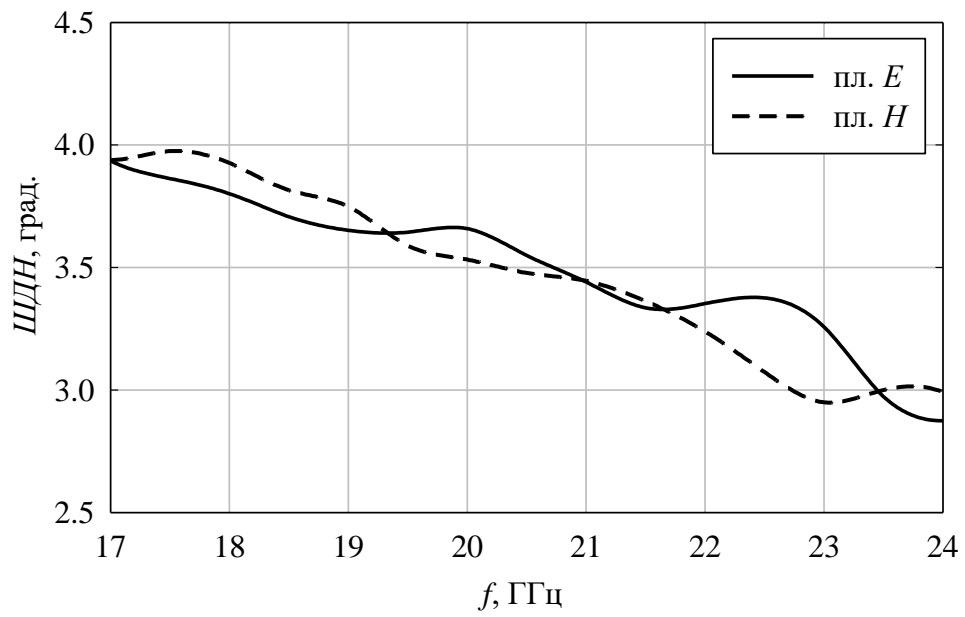


Рисунок 135 – График зависимости ШДН при облучении ЛА под углом 25°

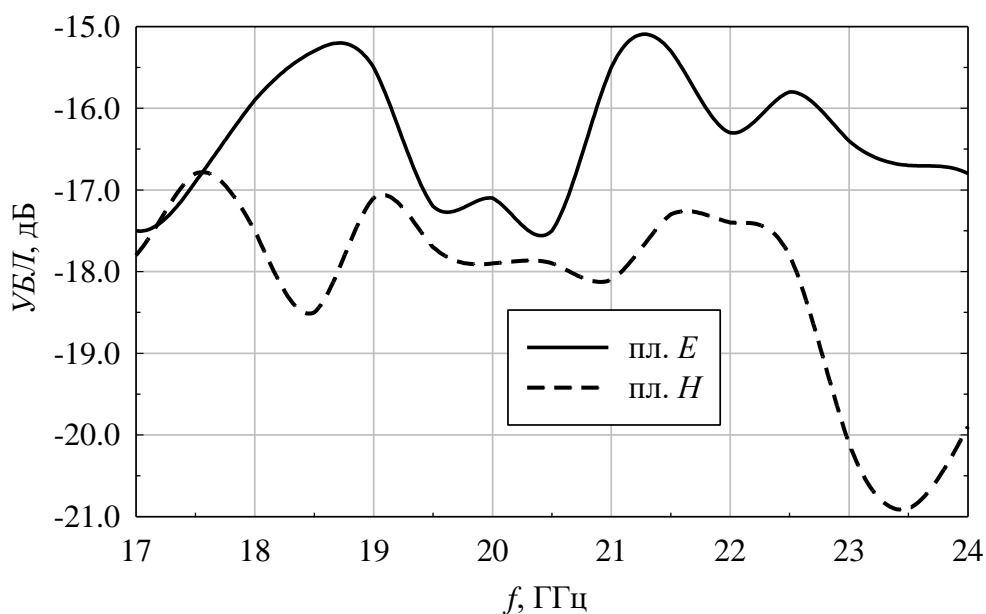


Рисунок 136 – График зависимости УБЛ при облучении ЛА под углом 25°

В связи с тем, что рабочая область частот включает «резонансную» область, характерную для слоистой структуры с выбранным периодом слоёв, рабочий диапазон углов сканирования данного макета является ограниченным ($\pm 25^\circ$). УБЛ в диапазонах рабочих частот и углов облучения не превышает -15 дБ.

Результаты экспериментальных исследований ещё одного макета, реализованного по исследуемой технологии и при участии автора, могут быть подчерпнуты в [68].

4.2.3. Диагностика макета квазисферической линзовой антенны

При исследовании возможных причин неудовлетворительных характеристик макетов ЛА, наиболее полную информацию о причинах можно получить, изучив АФР в раскрыве АС. [69]. В частности, для выяснения причин повышенного УБЛ одной из сборок макета исследуемой ЛА, был использован сканер ближнего поля. Амплитудное и фазовое распределения данного макета приведены на рисунке 137.

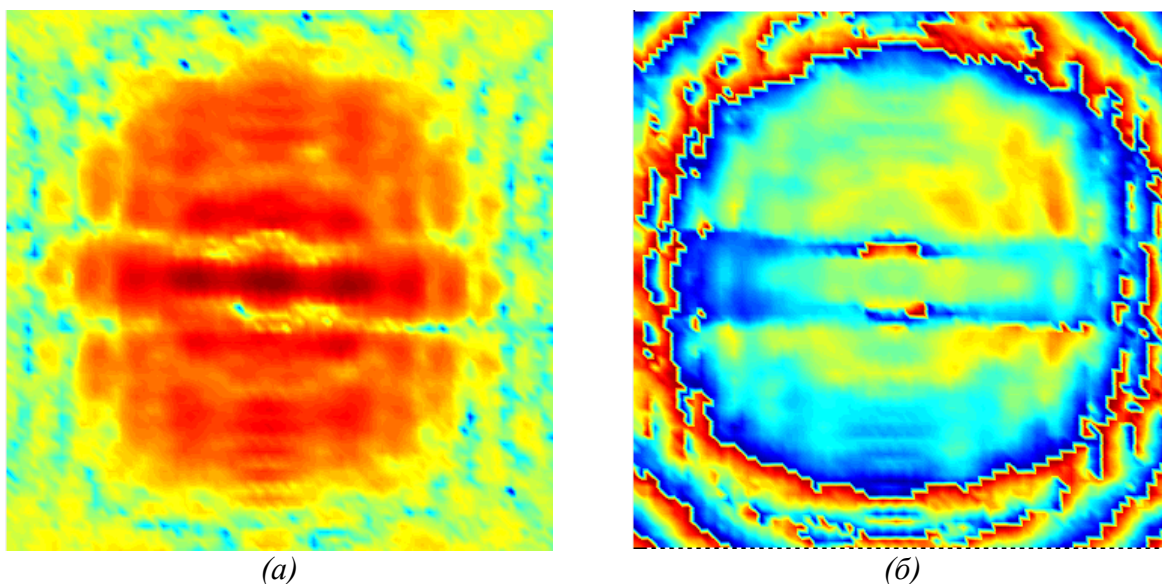


Рисунок 137 – Амплитудное (а) и фазовое (б) распределения в раскрыве макета квазисферической линзовой антенны

Было установлено, что амплитудное и фазовое распределения в раскрыве антенны имеют существенную неравномерность вследствие слишком уплотненного расположения диэлектрических слоев в центральной области ЛА, произошедшего из-за ошибок сборки ЛА.

4.3. Выводы

Результаты исследований макетов ЛА различных диаметров – 12 и $20 \lambda_0$ (≈ 160 мм и ≈ 300 мм) с различными облучателями – коническим рупором, и рупорным облучателем с изломом конической образующей (соответственно) хорошо согласуются с результатами моделирования, в частности по частотным зависимостям ШДН, УБЛ, КНД.

Наличие «резонансной» частотной области выразилось в ограничении рабочего диапазона углов сканирования без значительного ухудшения параметров ДН на частотах, входящих в указанную область.

В ходе экспериментальных исследований было замечено, что при производстве квазисферических ЛА желателен выходной контроль качества относительно порядка расположения компонентов слоёв переменной

толщины. Контроль качества сборки возможен (без разборки конструкции) с применением сканера ближнего поля.

Заключение

В результате проведенных исследований были решены поставленные задачи, конечной целью которых являлось создание квазисферической неоднородной ЛА из однородных диэлектрических материалов. Представленные в данной работе как теоретические, так и экспериментальные результаты имеют высокую прикладную ценность в области создания неоднородных ЛА.

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработаны методика синтеза квазисферической ЛА из однородного диэлектрического материала, макросы для формирования геометрии ЛА в САПР.

2. Установлено, что параметры ДН квазисферической ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины соответствуют аналогичным параметрам ЛА со сферической линзой Люнебурга из неоднородного диэлектрического материала при облучении полем линейной поляризации.

2.1 Результаты моделирования квазисферических ЛА позволили установить критерии для выбора параметров ЛА исследуемого типа для обеспечения достижимых антенных характеристик в широком диапазоне частот. Указанные характеристики становятся достижимы при соответствующе выбранных параметрах структуры таким образом, чтобы резонансная область на частотной оси находилась выше рабочей области частот. Также была установлена зависимость максимального количества дискретов толщины в слое от размеров ЛА для получения ее высокой эффективности. Следует отметить, что допускается построение неоднородной квазисферической ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины с периодом структуры бóльшим, нежели требуется для соответствия её параметров параметрам ЛА Люнебурга. При этом, характеристики КНД, ШДН и УБЛ будут соответствовать линзе Люнебурга в ограниченном диапазоне углов облучения ЛА.

2.2. Слоистая диэлектрическая структура, при определенных условиях проявляет анизотропные свойства. Показано, что за счет фазового сдвига между ортогональными компонентами поля облучателя могут быть получены высокие значения КЭ квазисферической ЛА в диапазоне углов облучения. Квазисферическая ЛА из слоёв дискретно-переменной толщины обеспечивает $КЭ \geq 0,8$ поля волны в полосе частот $\approx 20\%$.

3. Результаты проведенных исследований показывают, что квазисферическая ЛА работает в широкой полосе частот с высокой эффективностью, использование рупорного облучателя с изломом образующей повышает КИП квазисферической линзовой антенны на 20%, по сравнению с использованием простого рупорного облучателя.

4. Выполненные разработки конструкций антенн, макетирование и экспериментальные исследования подтвердили результаты расчетов и моделирования.

Результаты исследований и предложенные конструкции, полученные в результате выполнения настоящей диссертационной работы, нашли применение в составе НИР и ОКР, выполненных в СПбГЭТУ «ЛЭТИ», в ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет».

Список сокращений и условных обозначений

АР – антенная решётка

БЭК – безэховая камера для проведения радиоизмерений

ДОС – диаграммообразующая схема

ДН – диаграмма направленности

ДП – диэлектрическая проницаемость

ЗА – зеркальные антенны

ЛА – линзовые антенны

КНД – коэффициент направленного действия

КИП – коэффициент использования поверхности

КО – коэффициент отражения

КУ – коэффициент усиления

КЭ – коэффициент эллиптичности

ПВХ – поливинилхлорид

САПР – система автоматизированного проектирования

УБЛ – уровень боковых лепестков

ФАР – фазированная антенная решетка

ФЦ – фазовый центр

ШДН – ширина диаграммы направленности

ϵ_e – относительная эффективная диэлектрическая проницаемость

μ_e – относительная эффективная магнитная проницаемость

n_e – эффективный показатель преломления среды

$\bar{\epsilon}_e$ и $\bar{\mu}_e$ – усредненные по периоду эффективные проницаемости, имеющие отношение к соответствующим компонентам поля, направленным вдоль слоёв структуры

$\tilde{\epsilon}_e$ и $\tilde{\mu}_e$ – усредненные по периоду эффективные проницаемости, имеющие отношение к соответствующим компонентам поля, направленным перпендикулярно к слоям структуры

Список использованных источников

1. Luneburg R.K. *Mathematical Theory of Optics*. Providence, Rhode Island: Brown University, 1944. Pp.189–213.
2. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. М.: «Энергия», 1973. 439 с.
3. Schrank H., Sanford J. A Luneberg-Lens Update // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 1995. Vol. 37, No. 1. P. 76-79.
4. Пат. 2485646, Российская Федерация, МПК H01Q 15/02. Устройство для фокусировки типа "Линза Лüneберга" / Рязанцев Р. О., Саломатов Ю.П.; заяв. и патентообл. ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»; заявл. 12.03.2012; опубл. 20.06.2013, Бюл № 17.
5. Пат. 019779. Евразийское патентное ведомство, МПК H01Q 15/02. Устройство типа "линза Лüneберга" для фокусировки радиоволн / Рязанцев Р.О., Саломатов Ю.П.; заяв. и патентообл. ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»; заявл. 2012.06.04, опубл. 2014.06.30, Бюл № 6.
6. Рязанцев Р.О., Саломатов Ю.П., Сугак М.И. Антенна на основе долей неоднородной сферической линзы с экраном // *Известия вузов. Физика*. 2015. Издание Томского Государственного университета. Т. 58, №8/3. С. 75–77.
7. Morgan S. P. General solution of the Luneberg lens problem // *Journal of Applied Physics*. 1958. Vol. 29. P. 1358–1368.
8. Brown J. Microwave Wide angle Scanner // *Wireless Engineer*, 1953, Vol. 30, №5. P. 250 - 255.
9. Gutman A.S. Modified Luneberg Lens // *Jornal of Applied Physics*. 1954. Vol. 25, No. 7. Pp. 855 - 859.
10. Jasik H. *Antenna Engineering Handbook*. N.Y.: McGraw-Hill book co., 1961. 1047p.
11. Maxwell J.C., Ninin W.D. *The Scientific Papers of James Clerk Maxwell*. N.Y.: Dover publication, 1890. Pp. 74—79.
12. Fuch B., Lafond O., Rondineau S., Himdi M., Le Coq L. Off-axis performances of half Maxwell fish-eye lens antennas at 77 GHz // *IEEE Transactions on*

- Antennas and Propagation. New York: IEEE Periodicals, 2007. Vol.55, № 2. Pp. 479–482.
13. Микаэлян А.Л. Применение слоистой среды для фокусирования волн // Доклады АН СССР. М.: Изд-во Академии наук СССР, 1959. Т. LXXXI, № 4. С. 569–571.
 14. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. М.: Изд-во ВВИА им. Н. Е. Жуковского, 1959. 550 с.
 15. Венецкий А.С., Калошин В.А. Синтез апланатической линзы с двумерным градиентом показателя преломления // Журнал Радиоэлектроники: электронный журнал. 2013. № 2. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/feb13/7/text.html> (дата обращения: 08.06.2018).
 16. Greenwood A.D., Jin J.M. Field Picture of Wave Propagation in Inhomogeneous Dielectric Lenses // IEEE Trans. on Antennas and Propag. 1999. Vol. 41, № 5. Pp. 9–18.
 17. Rozenfeld P. The Electromagnetic Theory of Three-Dimensional Inhomogeneous Lenses // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1976. Vol. 24, № 3. Pp. 365–370.
 18. Schell H.W. Luneberg Linsen Antennen fur Nachrichtensatelliten // Raumfahrtforschung. 1970. Vol. 14, № 3. P. 96.
 19. Peeler G.D.M., Coleman H.P. Microwave Stepped-Index Luneberg Lenses // IRE Trans. Antennas Propag. 1958. Vol. 6, № 2. Pp. 202–207.
 20. Голубятников А.В., Каценеленбаум Б.З. Линза Люнеберга из кубиков. Геометрооптический расчет // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 15. С 69–72.
 21. Mosallaei H., Rahmat-Samii Y. Nonuniform Luneburg and Two-Shell Lens Antennas: Radiation Characteristics and Design Optimization // IEEE Trans. Antennas Propag. 2001. Vol. 49, № 1. Pp. 60–69.
 22. Кузьмин С.В. Параметры слоев для многослойной линзы Люнеберга // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, вып. 22. С. 37–43.
 23. Мешковский И.К., Шанников Д.В. Фазовые искажения в анизотропной линзе Люнеберга // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, вып. 22. С. 1–6.
 24. Rondineau S., Himdi M., Sorieux J. A Sliced Spherical Lüneburg Lens // IEEE Antennas Wireless Propag. Letters. 2003. Vol. 2. Pp. 163–166.
 25. Александрин А.М., Рязанцев Р.О., Ю.П. С., Сугак М.И. Сферическая линза Люнеберга из искусственного диэлектрика. Известия вузов. Физика.

Издание Томского Государственного университета — 2010.— №9/2.— С.70-72.

26. Liang M., Ng W.R., Chang K., Gbele K., Gehm M.E., Xin H. A 3-D Luneburg Lens Antenna Fabricated by Polymer Jetting Rapid Prototyping // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2014. Vol. 62, Iss. 4. Pp. 1799–1807.
27. Yujian L., Lei G., Meie C., Zhan Z., Zheng L., Junhong W. Multibeam 3-D-Printed Luneburg Lens Fed by Magnetolectric Dipole Antennas for Millimeter-Wave MIMO Applications. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2019. Vol. 67, Iss. 5. Pp. 2923 - 2933.
28. Brakora K.F., Halloran J., Sarabandi K. Design of 3-D Monolithic MMW Antennas Using Ceramic Stereolithography. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2007 Vol. 55, Iss. 3. Pp. 790 - 797.
29. Александрин А.М., Гафаров Е.Р., Лемберг К.В., Лемберг К.В., Панько В.С., Поленга С.В., Рязанцев Р.О., Саломатов Ю.П. Реализация радиально-неоднородного диэлектрика и создание апертурных антенн на его основе // Современные проблемы науки и образования. – 2013. – № 6.; URL: <http://www.science-education.ru/ru/article/view?id=10789>.
30. Patent NO. 8518537 United States Patent. ARTIFICIAL DIELECTRIC MATERIAL AND METHOD OF MANUFACTURING THE SAME. Inventor: Serguei Matitsine. Assignee: Matslng Pte. Ltd., Smpagore. Date of Patent: Aug. 27, 2013.
31. Petosa A., Ittipiboon A., Thirakuone S. Design and performance of a perforated dielectric Fresnel lens // IEE Proc-Microw. Antennas Propag. 2003. Vol. 150, № 5. Pp. 309–314.
32. Walter C.H. Surface Wave Luneberg Lens Antennas // IRE Trans. 1960. Vol. AP-8. P. 508.
33. Xidong W., Laurin J.J. Fan-Beam Millimeter-Wave Antenna Design Based on the Cylindrical Luneburg Lens. // IEEE Trans. Antennas Propag. 2007. Vol. 55, №. 8. Pp. 2147 – 2156.
34. Balanis C.A. Modern antenna handbook. Canada: John Wiley & Sons, 2008. P.877.
35. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ: учебник Для студентов радиотехнических специальностей вузов. М.: Высш.шк., 1988. – 432 с.: ил.

36. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны: учебник для студентов радиотехнических специальностей вузов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергия, 1975.
37. Зелкин Е.Г., Петрова Р.А. Линзовые антенны. М.: Советское радио, 1974. – С. 259.
38. Webster R.E. Radiation Patterns of a Spherical Luneberg Lens with Simple Feeds // IRE Trans. Antennas Propag. 1958. № 7. Pp. 301 – 302.
39. Денисов Д.В. Антенные и дифракционные характеристики линз Люнеберга при облучении полем круговой поляризации. Дис.. канд. техн. наук: 05.12.07; защищена 27.05.15. [Место защиты: Нижегород. государств. технич. университет им. Р.Е. Алексеева] — Екатеринбург, 2015. 184с.
40. Peeler G.D.M., Archer D.H. Two-Dimensional Microwave Luneberg Lens // IRE Trans. Antennas Propag. 1953. № 6. Pp. 12 – 23.
41. Chen L.F., Varadan V.V., Ong C.K., Neo C.P., Varadan V.K. Microwave Electronics. Measurement and Materials Characterization / Chen L. F., Varadan V. V., Ong C. K. and oth.: John Wiley and Sons, 2004. Pp. 537.
42. Rayleigh. Phil. Mag., 24, 145, 1887; Sci. Pap. III, стр. 1.
43. Brillouin L. Brillouin L. Wave propagation in periodic structures. New York: McGraw-Hill, 1946. 272 p.
44. Тамм И.Е., Гинзбург В.Л. Теория электромагнитных процессов в слоистом сердечнике. // Известия АН СССР. Серия физическая. 1943. Т. 7, № 3. С. 30–51.
45. Левин М.Л. Распространение плоской электромагнитной волны в периодической слоистой среде // Журнал техн. физики. 1948. Т. 18, вып. 11. С. 1399 – 1404.
46. Рытов С.М. Электромагнитные свойства мелкослоистой среды // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1955, вып. 5 (11). С. 605–616.
47. Калошин В.А., Стоянов С.В. Замедляющие свойства слоистых диэлектрических структур // РЭ. 1989, т.34, №12. С. 2640-2643.
48. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решёток / пер. с англ. М.: МИР, 1974. 458 с.
49. Elachi C., Yeh C. Periodic structures in integrated optics // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44, № 7. Pp. 3146–3152.

50. Crisostomo J., Costa W.A., Giarola A.J. Electromagnetic Wave Propagation in Multilayer Dielectric Periodic Structures // IEEE Transactions On Antennas And Propagation. 1993. Vol. 41, № 10..
51. Navarro E.A., Gimeno B., Cruz J.L. Modelling of periodic structures using the finite difference time domain method combined with the Floquet theorem // Electronics Letters. 1993. Vol. 29, iss. 5. Pp. 446–447.
52. Курушин А.А. Использование каналов флорке для моделирования периодической наноструктуры // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2010. № 11. ISSN 1684–1719.
53. Компания Ansoft [сайт] URL: <http://www.ansoft.com>.
54. Компания CST [сайт] URL: <http://www.cst.com>.
55. Нефедов Е.И. Техническая электродинамика. М.: Академия, 2008. 416 с.
56. Баскаков С.И. Основы электродинамики. М.: Сов. Радио, 1973. 248 с.
57. Нефедов Е.И. Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн. 2-е изд. М.: Академия, 2008, 320 с.
58. Неганов В.А., Осипов О.В., Раевский С.Б., Яровой Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн: учебник. 4-е изд., перераб. и доп. М.: Радиотехника, 2009. 744 с., ил.
59. Боков Л.А., Замотринский В.А., Мандель А.Е. Электродинамика и распространение радиоволн: учеб. пособие. Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2012. 301 с.
60. Ryazantsev R.O., Y.P. S. Huygens Source for Application in Modern Electromagnetic Simulation Software. The International Scientific Conference 2017 RADIATION AND SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC WAVES RSEMW. 26-30 June 2017, Gelendzhik, Russia.
61. Параметры дискретизации квазисферической плоскостойкой линзовой антенны / Рязанцев Р.О., Саломатов Ю.П. // Антенны и распространение радиоволн: сб. науч. тр. Всероссийской научн.-техн. конф. Санкт-Петербург, 2018. С. 92-96.
62. Ryazantsev R.O., Salomatov Y.P., Panko V.S., M.I. S. Flat-layered spherical lens antenna system in conditions of slant polarized feeder radiation. The proceedings of Control and Communications (SIBCON), 2016 International Siberian Conference on, 12-14 May 2016.

63. Рязанцев Р.О., Саломатов Ю.П., Александрин А.М., Дранишников С.А. Антенная система с круговой поляризацией на основе плоско-слоистой сферической линзы Люнеберга. СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2014): тез. докл. 24-я Межд. Крымская конф. Севастополь: материалы конф. в 2 т. – С. 465–466.
64. Глазман Я.Д., Тимофеева А.А. Расфазированный рупор / Пат. 2037925 Российская Федерация, МПК H01Q13/02H. опубл. 19.06.1995.
65. Ryazantsev R.O., Salomatov Y.P..S.M.I. Concave Spherical Feed Array for Luneberg Lens. 2013 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON) Proceedings, Russia, Krasnoyarsk, September 12–13, 2013.
66. Александрин А.М., Рязанцев Р.О., Ю.П. С.. Влияние параметров облучателей на характеристики линзовых антенн из неоднородного диэлектрика // Изв. вузов. Физика. 2012. № 9/2. С.93–94.
67. Рязанцев Р.О., Александрин А.М., Саломатов Ю.П. Исследование квазиоптических структур из искусственного диэлектрика в СВЧ-диапазоне. Вестник Сибирского гос. аэрокосмического унив. им. ак. М.Ф. Решетнева, выпуск 6 (32), 2010. С. 15-18.
68. Рязанцев Р.О., Саломатов Ю.П., Сугак М.И., Павлов Н.А., Синицин М.Е. Многолучевая широкополосная антенная система на основе линзы Люнеберга // Нелинейный мир. 2014. Т. 12, № 5. С. 37–44.
69. Рязанцев Р.О., Иванов А.С., Александрин А.М., Лемберг К.В., Саломатов Ю.П. Диагностика линзовых антенн с использованием сканера ближнего поля // Доклады ТУСУРа. 2015. № 1 (35). С. 33–36.

Приложение А. Акты внедрения результатов работы



АКТ

об использовании результатов диссертационной работы «Неоднородная квазисферическая линзовая антенна из однородных слоистых материалов» Рязанцева Романа Олеговича в НИОКР, выполненных НИИ радиотехники и телекоммуникаций (НИИРТ) СПбГЭТУ «ЛЭТИ» (г. Санкт-Петербург)

Мы, нижеподписавшиеся представители НИИРТ ФГАОУ ВО "Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В.И. Ульянова (Ленина)" настоящим актом подтверждаем, что в ходе выполнения НИОКР, проводимых НИИРТ, использованы следующие результаты диссертационной работы Р.О. Рязанцева:

- разработана многослойная широкополосная квазисферическая линзовая антенна с пятью широкополосными облучателями;
- разработана конструкция эффективного широкополосного рупорного облучателя с изломом образующей для неоднородной линзовой антенны;
- рассчитаны параметры слоёв многослойной широкополосной квазисферической линзы, параметры широкополосных облучателей;
- выполнены экспериментальные исследования квазисферической линзовой антенны и облучателей.

Эффективность использования характеризуется достижением новых качеств антенной системы за счёт одновременного использования пяти широкополосных каналов приёма/передачи с произвольным независимым выбором направлений максимумов диаграмм направленностей.

Директор НИИРТ
д.т.н., профессор

В. Н. Ушаков

Старший научный сотрудник НИИРТ
к.т.н., доцент

М. И. Сугак

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по науке
ФГАОУ ВО «Сибирский
федеральный университет»



Гладышев М.И. Гладышев
« 10 » 06 2019 г

АКТ

**о практическом использовании результатов диссертационной работы
Рязанцева Р. О. «Неоднородная квазисферическая линзовая антенна из
однородных слоистых материалов»**

Настоящим актом подтверждается использование результатов диссертационной работы Рязанцева Романа Олеговича в ФГАОУ ВО «Сибирский Федеральный Университет».

Рязанцевым Р.О. разработана методика конструктивного синтеза неоднородной квазисферической линзовой антенны из однородного слоистого материала при выполнении НИОКР «Рупор-СП» по договору № АСВР-6/КА-1.

В результате выполненных работ Рязанцевым Р.О. предложен, разработан и апробирован метод изготовления искусственного диэлектрика с возможностью вариации эффективной диэлектрической проницаемости в зависимости от толщины материала в периодической слоистой структуре квазисферической линзовой антенны.

Эффективность использования результатов работы внедрения характеризуется улучшением технологических процессов изготовления неоднородных линзовых антенн и заключается в возможности использования только одного вида слоистого диэлектрического материала для всей неоднородной квазисферической линзовой антенны.

Расчётные и экспериментальные характеристики разработанных опытных образцов неоднородных квазисферических широкополосных линзовых антенн соответствуют характеристикам сферических антенн в угловом секторе сканирования.

Руководитель департамента науки
и инновационной деятельности СФУ

Первухин
М.В. Первухин

Приложение Б. Документы, подтверждающие право на интеллектуальную собственность

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



(19) **RU**⁽¹¹⁾ **2 485 646**⁽¹³⁾ **C1**

(51) МПК
H01Q 15/02 (2006.01)

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ

(12) ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К ПАТЕНТУ

(21)(22) Заявка: 2012109411/08, 12.03.2012
(24) Дата начала отсчета срока действия патента: 12.03.2012
Приоритет(ы):
(22) Дата подачи заявки: 12.03.2012
(45) Опубликовано: 20.06.2013 Бюл. № 17
(56) Список документов, цитированных в отчете о поиске: RU 2291527 C2, 10.01.2007. RU 2002107216 A, 20.11.2003. RU 2159487 C1, 20.11.2000. US 6266029 B1, 24.07.2001. JP 2010034754 A, 12.02.2010. US 2007/0035468 A1, 15.02.2007.
Адрес для переписки:
660074, г.Красноярск, ул. Киренского, 26,
СФУ, отдел правовой охраны и защиты
интеллектуальной собственности (ОПОиЗИС)

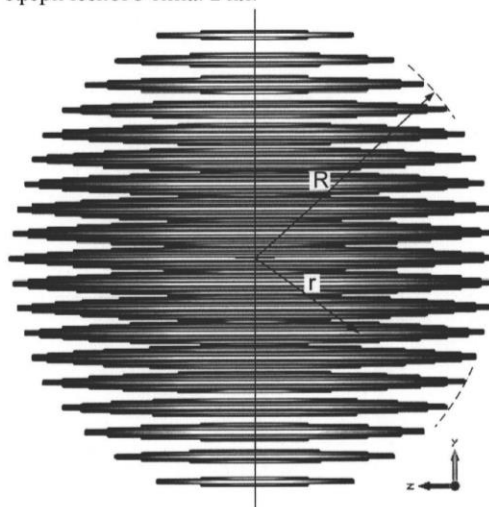
(72) Автор(ы):
Рязанцев Роман Олегович (RU),
Саломатов Юрий Петрович (RU)
(73) Патентообладатель(и):
Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования
"Сибирский федеральный университет"
(СФУ) (RU)

RU 2 4 8 5 6 4 6 C 1

(54) УСТРОЙСТВО ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ТИПА "ЛИНЗА ЛЮНЕБЕРГА"

(57) Реферат:
Изобретение относится к области конструирования направленных антенн, а именно к конструированию устройств для фокусировки при приеме-передаче радиоволн сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Техническим результатом является возможность осуществления фокусировки электромагнитной волны вдоль оси излучения в двух перпендикулярных плоскостях, а также сканирование диаграммы направленности линзовой антенны в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях. Устройство для фокусировки типа «линза Люнеберга», содержащее коаксиальный набор параллельных круглых осесимметричных диэлектрических элементов переменной толщины, отличающееся тем, что каждый из элементов также симметричен и относительно плоскости, перпендикулярной оси, а диаметр и толщина элементов и соответственно распределение эффективной диэлектрической

проницаемости внутри набора элементов такие, что соответствуют линзе Люнеберга сферического типа. 2 ил.



Фиг. 1

RU 2 4 8 5 6 4 6 C 1

(12) ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К ЕВРАЗИЙСКОМУ ПАТЕНТУ

(45) Дата публикации и выдачи патента
2014.06.30

(51) Int. Cl. *H01Q 15/02* (2006.01)

(21) Номер заявки
201200694

(22) Дата подачи заявки
2012.06.04

(54) УСТРОЙСТВО ТИПА "ЛИНЗА ЛЮНЕБЕРГА" ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ РАДИОВОЛН

(31) 2012109411

(56) RU-C1-2159487

(32) 2012.03.12

RU-A-2001134215

(33) RU

RU-C2-2291527

(43) 2013.09.30

US-A1-20070035468

US-B1-6266029

US-3274668

(71)(73) Заявитель и патентовладелец:

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ
АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО
ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ "СИБИРСКИЙ
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ" (СФУ) (RU)**

(72) Изобретатель:
Рязанцев Роман Олегович, Саломатов
Юрий Петрович (RU)

(74) Представитель:
Пантелеева Р.Д. (RU)

(57) Изобретение относится к области конструирования направленных антенн, а конкретно - к конструированию устройств для фокусировки при приеме-передаче радиоволн сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Устройство для фокусировки типа "линза Люнеберга" позволяет осуществить фокусировку электромагнитной волны вдоль оси излучения в двух перпендикулярных плоскостях, а также сканирование диаграммы направленности линзовой антенны, реализованной на основе данного изобретения, в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Указанный технический результат достигается тем, что в заявляемом устройстве из коаксиального набора параллельных круглых осесимметричных диэлектрических элементов переменной толщины каждый из элементов также симметричен и относительно плоскости, перпендикулярной оси, а диаметр и толщина элементов и соответственно распределение эффективной диэлектрической проницаемости внутри набора элементов такие, что соответствуют линзе Люнеберга сферического типа.