

НА ПРАВАХ РУКОПИСИ

КУЗЬМИН Сергей Викторович

**МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
МНОГОСЛОЙНОЙ ЛИНЗЫ
ЛЮНЕБЕРГА**

Специальность 01.04.03 — радиофизика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2004

Работа выполнена в ГОУ ВПО "Санкт-Петербургский государственный политехнический университет".

Научный руководитель:

д.т.н., профессор Дмитрий Владимирович Шанников

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор К.Р. Симовский
(СПбГУИТМО)

кандидат технических наук, доцент М.И. Сугак (СПбГЭТУ)

Ведущая организация:

Военный университет связи

Защита состоится 23 декабря 2004 года в ____ часов ____ минут на заседании диссертационного совета Д 212.229.01 при ГОУ ВПО "Санкт-Петербургский государственный политехнический университет" по адресу: 195251, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29., II учебный корпус, ауд. №470

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ГОУ ВПО "Санкт-Петербургский государственный политехнический университет".

Афтореферат разослан ____ ноября 2004 года.

Учёный секретарь диссертационного совета Д 212.229.01

доктор ф.-м.н., профессор

Водоватов И.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

В радиотехнических системах СВЧ диапазона применяются самые разнообразные типы антенн. Отличаются они друг от друга как по своим радиотехническим параметрам, так и принципом действия. Особое место среди них занимают антенны оптического типа. К ним относятся главным образом зеркальные и линзовые антенны.

Одним из типов линзовых антенн является линза Люнеберга. Это сферическая линза с центральной симметрией и изменяющимся вдоль радиуса показателем преломления. Как и всякая линза, она позволяет сравнительно легко создавать такое распределение поля по раскрыву, которое обеспечит диаграмму направленности с малым уровнем боковых лепестков, без перестройки работает в широкой полосе частот, облучатель не экранирует излучение антенны. Ее основные преимущества связаны с центральной симметрией. Это обеспечение механического сканирования луча в полном секторе углов, без поворота всей антенны или формирования нескольких независимых диаграмм направленности при использовании нескольких облучателей.

Последнее время в мире проявляют достаточно большой интерес к линзе Люнеберга в связи с бурным развитием спутниковой связи и телекоммуникаций. Одна такая линза может заменить более десяти зеркальных антенн. При этом размеры линзы незначительно превосходят размеры обычной спутниковой тарелки. Таким образом, легко обеспечивается многоканальность системы.

В радиолокации линза Люнеберга так же находит своё применение. Здесь она может в ряде случаев заменять сложные и дорогостоящие фазированные антенные решётки. В данной работе в частности рассматривается применение линзы Люнеберга в радиометрии.

В Австралии строится большой радиотелескоп с апертурой диаметром порядка 1000 м. Эта антенная решётка будет состоять из линз Люнеберга. Проект носит название "The Square Kilometre Array". (<http://skatelescope.org/>).

Появление новых материалов и новых технологий производства антенн так же способствует распространению линзы Люнеберга, так как это позволяет создавать более дешевые антенны, которые становятся доступны все большему числу потребителей. В современных материалах обеспечивается тангенс угла диэлектрических потерь меньше, чем 10^{-4} . То есть антенна из такого материала обладает очень маленькими потерями, поэтому можно создавать достаточно большие антенны с диаметром $D \sim 100\lambda$. Для упрощения технологии изготовления антенны переходят от непрерывного изменения показателя преломления к ступенчатому. То есть от классической линзы Люнеберга к многослойной со слоями из однородного диэлектрика.

Цель диссертационной работы

Основными целями данной работы являются:

- Построение математической модели многослойной линзы Люнеберга, с использованием метода геометрической оптики и строгого электродинамического метода. При помощи геометрической оптики находится закон изменения коэффициента преломления вдоль радиуса. Строгий электродинамический метод учитывает физические явления, происходящие в системе облучатель-линза.
- Получение данных о характеристиках антенны в ходе численных экспериментов:
 - Построение ДН антенны в дальней зоне и АФР на апертуре.
 - Вычисление КНД и КИП антенны.

- Влияние ДН облучателя на ДН всей антенны. При этом требуется выявить зависимость КИП от ширины ДН облучателя и влияние боковых лепестков ДН облучателя.
 - Влияние количества слоёв на характеристики антенны для упрощения технологии изготовления и в итоге, для уменьшения стоимости.
 - Учёт потерь в диэлектрике, что позволяет построить зависимость коэффициента усиления от тангенса угла диэлектрических потерь.
 - Влияние способа разбиения закона изменения диэлектрической проницаемости на слои.
 - Влияние ошибок ε в слоях на характеристики антенны.
- Получение экспериментальных данных об антенне. Измерение диаграмм направленности цилиндрической и сферической линз Люнеберга на разных частотах и с использованием различных типов облучателей.
 - Исследование возможности применения линзы Люнеберга в радиометрии.

Научная новизна

К настоящему времени опубликовано довольно много статей в Российских и зарубежных журналах, посвящённых линзе Люнеберга. В основном они посвящены дифракции на многослойном шаре и рассмотрению линзы с точки зрения геометрической оптики. В некоторых из них приводятся экспериментальные данные и результаты расчётов.

В данной работе, впервые, при построении математической модели антенны учтена ДН реального облучателя, описан оригинальный способ учёта влияния потерь в реальном диэлектрике, построена математическая модель многослойной цилиндрической линзы Люнеберга.

В ходе численных экспериментов получены следующие новые результаты: найдены оптимальные условия облучения линзы, построено амплитудное и фазовое распределения поля на апертуре линзы на основании строгого электродинамического метода, найдена аппроксимационная формула которая выражает зависимость минимально необходимого числа слоёв в линзе от диаметра антенны (в длинах волн), исследовано влияние параметров слоёв (потери в диэлектрике, способ разбиения на слои, ошибки в ε) на характеристики антенны.

В ходе экспериментов на полигоне получены диаграммы направленности цилиндрической и сферической линз на разных частотах и с использованием различных типов облучателя. Экспериментально подтверждено, что оптимальным с точки зрения усиления и формы ДН облучателем для антенны является диэлектрический стержневой излучатель.

Показано, что линза Люнеберга может успешно применяться в радиометрии. Сняты диаграммы направленности и проведены численные эксперименты.

Основные защищаемые положения

- Способ учёта диаграммы направленности реального облучателя путём разложения её в ряд по сферическим гармоникам и приравнивания к известной из строгого электродинамического решения продольной компоненте электрического поля круглой излучающей поверхности.
- Оптимальным с точки зрения усиления и ДН всей антенны является диэлектрический стержневой излучатель с рупором.
- Для нормальной работы линзы требуется сравнительно небольшое число слоёв, определяемое приведённой в работе аппроксимационной формулой. Разбиение на слои производится равномерно по ε .

- Способ учёта параметров слоёв (потери в диэлектрике, способ разбиения на слои, отличие диэлектрической проницаемости слоёв от расчетных значений), позволяющий упростить конструкцию антенны и снизить её стоимость.
- Обоснование применения линзы Люнеберга в радиометрии.

Практическая ценность

Создана и реализована на языке FORTRAN математическая модель многослойной линзы Люнеберга, что позволяет разрабатывать и исследовать линзы с требуемыми параметрами и характеристиками без их изготовления и измерений, а затем, на основании полученных данных, выдавать техническое задание. Это существенно повышает качество антенн, сокращает время требуемое на разработку и, в итоге, снижает себестоимость.

Показано, что ДН облучателя оказывает значительное влияние на характеристики всей антенны. Для линзы Люнеберга необходим облучатель с быстро спадающей диаграммой направленности и низким уровнем боковых лепестков. При этом уровень поля ДН облучателя в направлении на край линзы должен быть порядка $-10 \div -15$ дБ (зависимости от ширины имеют пологий максимум). Конкретная величина зависит от того, на сколько быстро спадает ДН облучателя. Широкополосность всей системы в основном определяется облучателем, чем в более широкой полосе частот остается неизменной или слабо меняется (по форме и ширине) ДН облучателя, тем широкополоснее антенна. Перечисленным требованиям в широкой полосе частот удовлетворяет рупор с выступающим из него диэлектрическим стержнем.

Рассмотрено влияние параметров слоев многослойной линзы Люнеберга на её характеристики. Показано, что возможно существенное упрощение технологии изготовления и стоимости антенны за счет уменьшения количества слоёв. Описан оригинальный способ учёта влияния потерь в реальном диэлектрике и показано, что в ряде случаев, при изготовлении антенн, можно применять более дешёвые материалы. Рассмотрено влияние отличия диэлектрической проницаемости слоёв от расчетных значений, что также снижает стоимость антенны за счёт применения материалов с менее жёсткими требованиями к точности в диэлектрической проницаемости. Найдено, что наилучшим способом разбиения на слои является равномерное разбиение по диэлектрической проницаемости.

Рассмотрена возможность применения линзы Люнеберга в радиометрии.

В ходе подготовки к экспериментам усовершенствована и автоматизированна установка для снятия диаграмм направленности.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на XXX Юбилейной Неделе Науки СПбГТУ (2002 г), на VI Всероссийской конференции по проблемам науки и высшей школы: Фундаментальные исследования в технических университетах (2002 г), на второй всероссийской научной конференции: Дистанционное зондирование земных покровов и атмосферы аэрокосмическими средствами (2004 г). А так же на международной конференции: 1st IEEE International Conference on Circuits and Systems for Communications (2002).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 7 статей в сборниках тезисов конференций и научно-технических журналах.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав и приложений. Общий объём работы составляет 114 страниц машинописного текста (включая приложения). Основной текст содержит 83 страницы, включая 54 рисунка и 9 таблиц. Список литературы содержит 25 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

ВВЕДЕНИЕ

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цель и основные задачи работы, показана её практическая значимость и научная новизна, изложены основные положения, выносимые на защиту. Так же сформулирована современная концепция моделирования.

ГЛАВА 1. Дифракция на многослойном шаре со слоями из однородного диэлектрика

Для построения математической модели многослойной линзы Люнеберга, при помощи строгого электродинамического метода, решена задача о дифракции на многослойном шаре со слоями из однородного диэлектрика. На основе метода геометрической оптики найден требуемый закон изменения диэлектрической проницаемости вдоль радиуса.

Для решения задачи о дифракции на многослойном шаре поле стороннего источника разлагается на пространственные гармоники в сферической системе координат [1]. Далее, удовлетворяются граничные условия для каждой из гармоник на всех границах раздела. Результирующее поле получается суммированием полей всех пространственных гармоник [2].

В начале формулируется задача в общем виде — записывается поле сторонних токов в сферической системе координат в виде суммы сферических гармоник. Затем находится поле меридионального диполя над шаром из однородного диэлектрика. Далее ищется поле источника Гюйгенса над шаром из однородного диэлектрика и над многослойным шаром со слоями из однородного диэлектрика. Следующим подготовительным шагом является нахождение поля излучающей поверхности над многослойным шаром со слоями из однородного диэлектрика. Но ни источник Гюйгенса, ни излучающая поверхность не могут достаточно хорошо описывать реальные источники, такие как рупор или штыревой диэлектрический излучатель. Поэтому был предложен оригинальный способ учёта диаграммы направленности реального облучателя. Так же решена задача о дифракции на многослойном цилиндре.

Для радиальной составляющей электрического поля в сферической системе координат можно записать выражение:

$$E_r = \frac{1}{r} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} n(n+1) U_{rnm}^3,$$

где

$$U_{rnm}^3 = P_n^m(\cos \vartheta) e^{-im\varphi} \begin{cases} \xi_n^{(2)}(kr) F_{nm}^{2\vartheta}, & r > r' \\ \psi_n(kr) F_{nm}^{1\vartheta}, & r < r' \end{cases}$$

и

$$\begin{aligned}
F_{nm}^{s\varepsilon} = & -\frac{2n+1}{n(n+1)} \cdot \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \cdot \frac{k}{4\pi\omega\varepsilon'_a} \int_V \left\{ j_r^\varepsilon \frac{n(n+1)}{r'} R_n^s(kr') P_n^m(\cos\vartheta') + \right. \\
& + j_\vartheta^\varepsilon \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} (r' R_n^s(kr')) \frac{\partial P_n^m(\cos\vartheta')}{\partial\vartheta'} + j_\varphi^\varepsilon \frac{im}{\sin\vartheta'} \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} (r' R_n^s(kr')) P_n^m(\cos\vartheta') + \\
& + j_\vartheta^m \frac{\omega\varepsilon'_a m}{\sin\vartheta'} R_n^s(kr') P_n^m(\cos\vartheta') + j_\varphi^m i\omega\varepsilon'_a R_n^s(kr') \frac{\partial P_n^m(\cos\vartheta')}{\partial\vartheta'} \left. \right\} \times \\
& \times e^{im\varphi'} r'^2 \sin\vartheta' d\vartheta' dr' d\varphi',
\end{aligned} \tag{1}$$

где ε'_a, μ'_a — комплексные диэлектрическая и магнитная постоянные среды,

$j_{(r,\vartheta,\varphi)}^{\varepsilon,M}$ — электрические и магнитные компоненты стороннего тока,

$(r', \vartheta', \varphi')$ — координаты стороннего тока,

$P_n^m(\cos\vartheta')$ — присоединённый полином Лежандра.

Выражение для радиальной составляющей магнитного поля аналогично.

В формуле (1) использованы следующие обозначения:

при $s=1$

$$R_n^1(kr') = \xi_n^{(2)}(kr') = \sqrt{\frac{\pi}{2kr'}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr') = \sqrt{\frac{\pi}{2kr'}} \left(J_{n+\frac{1}{2}}(kr') - iY_{n+\frac{1}{2}}(kr') \right);$$

при $s=2$

$$R_n^2(kr') = \psi_n(kr') = \sqrt{\frac{\pi}{2kr'}} J_{n+\frac{1}{2}}(kr').$$

Поперечные составляющие поля выражаются через радиальные.

Граничные условия запишутся следующим образом:

Для поля электрического типа:

$$\begin{cases} \frac{k^2}{\mu} U_{rnm}^\varepsilon \Big|_{r=a} = \frac{k_1^2}{\mu_1} U_{rnm}^{\varepsilon 1} \Big|_{r=a} \\ \frac{\partial(rU_{rnm}^\varepsilon)}{\partial r} \Big|_{r=a} = \frac{\partial(rU_{rnm}^{\varepsilon 1})}{\partial r} \Big|_{r=a} \end{cases}$$

Для поля магнитного типа:

$$\begin{cases} \mu U_{rnm}^M \Big|_{r=a} = \mu_1 U_{rnm}^{M 1} \Big|_{r=a} \\ \frac{\partial(rU_{rnm}^M)}{\partial r} \Big|_{r=a} = \frac{\partial(rU_{rnm}^{M 1})}{\partial r} \Big|_{r=a} \end{cases}$$

В случае многослойного шара (см. рис. 1) одна из тангенциальных компонент запишется в виде (облучатель — источник Гюйгенса):

$$\begin{aligned}
E_\vartheta = & \frac{kl}{8\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot e^{-ikr} \left[\frac{I_\varepsilon}{\omega\varepsilon'_a b} \left(\sum_{n=1}^{\infty} C_n^{\varepsilon\varepsilon} \{ P_n^2(\cos\vartheta) - n(n+1)P_n^0(\cos\vartheta) \} + \right. \right. \\
& + 2kb \frac{i}{\sin\vartheta} \sum_{n=1}^{\infty} C_n^{M\varepsilon} P_n^1(\cos\vartheta) \left. \right) - I_M i \left(\sum_{n=1}^{\infty} C_n^{MM} \{ P_n^2(\cos\vartheta) - \right. \\
& \left. \left. - n(n+1)P_n^0(\cos\vartheta) \} - \frac{2i}{kb \sin\vartheta} \sum_{n=1}^{\infty} C_n^{\varepsilon M} P_n^1(\cos\vartheta) \right) \right] \cos\varphi.
\end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned}
C_n^{\varepsilon\varepsilon} &= \frac{2n+1}{n(n+1)} \chi_n^{\prime\varepsilon\varepsilon} e^{in\frac{\pi}{2}}; \\
C_n^{\varepsilon\mu} &= \frac{2n+1}{n(n+1)} \zeta_n^{\prime\varepsilon\mu} e^{in\frac{\pi}{2}}; \\
C_n^{\mu\varepsilon} &= \frac{2n+1}{n(n+1)} \chi_n^{\prime\mu\varepsilon} e^{in\frac{\pi}{2}}; \\
C_n^{\mu\mu} &= \frac{2n+1}{n(n+1)} \zeta_n^{\prime\mu\mu} e^{in\frac{\pi}{2}},
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\chi_n^{\prime\varepsilon\varepsilon} &= \frac{\partial(b\psi_n(kb))}{\partial b} + \frac{\partial(b\xi_n^{(2)}(kb))}{\partial b} \cdot a_n^{\varepsilon}; \\
\zeta_n^{\prime\varepsilon\mu} &= \psi_n(kb) + \xi_n^{(2)}(kb) \cdot a_n^{\mu}; \\
\chi_n^{\prime\mu\varepsilon} &= \frac{\partial(b\psi_n(kb))}{\partial b} + \frac{\partial(b\xi_n^{(2)}(kb))}{\partial b} \cdot a_n^{\mu}; \\
\zeta_n^{\prime\mu\mu} &= \psi_n(kb) + \xi_n^{(2)}(kb) \cdot a_n^{\varepsilon}.
\end{aligned}$$

a_n^{μ} получается из a_n^{ε} заменой ε на μ .

Для нахождения a_n^{ε} запишем для поля электрического типа:

$$U_{rnm}^{\varepsilon} = P_n^m(\cos \vartheta) e^{-im\varphi} \left\{ \begin{array}{ll} \xi_n^{(2)}(kr) F_{nm}^{2\varepsilon} + A \xi_n^{(2)}(kr) & r > r' \\ \frac{F_{nm}^{1\varepsilon}}{2} \xi_n^{(1)}(kr) + (A + \frac{F_{nm}^{1\varepsilon}}{2}) \xi_n^{(2)}(kr) & r_{nl} < r < r' \\ \dots\dots\dots & \dots \\ A_i \xi_n^{(1)}(k_i r) + B_i \xi_n^{(2)}(k_i r) & r_{i-1} < r < r_i \\ \dots\dots\dots & \dots \\ \frac{A_1}{2} \xi_n^{(1)}(k_1 r) + \frac{A_1}{2} \xi_n^{(2)}(k_1 r) & r < r_1 \end{array} \right.$$

Из граничных условий для каждого из слоев можно записать:

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{i+1} A_{i+1} \xi_n^{(1)}(k_{i+1} r_i) + \varepsilon_{i+1} B_{i+1} \xi_n^{(2)}(k_{i+1} r_i) = \varepsilon_i A_i \xi_n^{(1)}(k_i r_i) + \varepsilon_i B_i \xi_n^{(2)}(k_i r_i) \\ A_{i+1} \frac{\partial(r_i \xi_n^{(1)}(k_{i+1} r_i))}{\partial r_i} + B_{i+1} \frac{\partial(r_i \xi_n^{(2)}(k_{i+1} r_i))}{\partial r_i} = A_i \frac{\partial(r_i \xi_n^{(1)}(k_i r_i))}{\partial r_i} + B_i \frac{\partial(r_i \xi_n^{(2)}(k_i r_i))}{\partial r_i} \end{array} \right.$$

Далее записываются матрицы передачи и находятся все a_n^{ε} .

Чтобы получить формулы для поля излучающей поверхности над многослойным шаром, необходимо домножить в (2) все $\chi_n^{\prime\varepsilon\mu}$ и $\zeta_n^{\prime\varepsilon\mu}$ на I_n

$$I_n = -\frac{2\pi}{n(n+1)} \int_0^{\vartheta_0} \left((1 - \cos \vartheta) P_n^1(\cos \vartheta) - n(n+1) \sin \vartheta P_n^0(\cos \vartheta) \right) f_{\text{АФР}}(\vartheta) d\vartheta.$$

Для учёта реального облучателя нужно поперечную компоненту поля для некоторого облучателя, отнесенного на расстояние b от начала координат, имеющего диаграмму направленности $F(\vartheta)$ разложить в ряд по сферическим гармоникам и приравнять к продольной компоненте

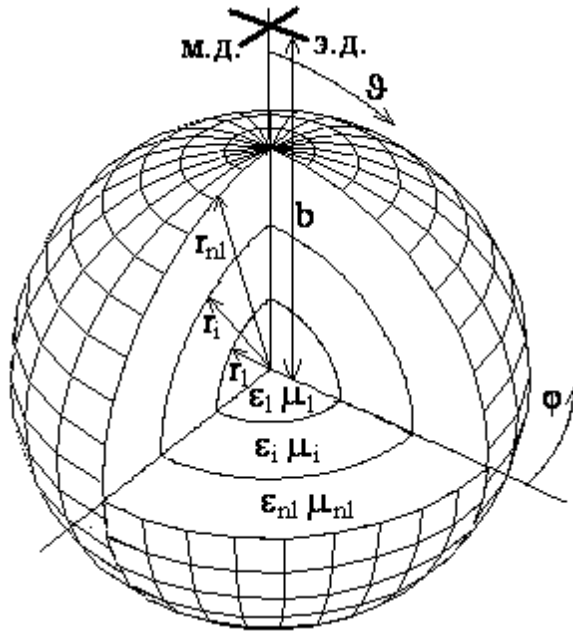


Рис. 1. Источник Гюйгенса над многослойным шаром

электрического поля E_r круглой излучающей поверхности. Отсюда находим новое выражение для I_n :

$$I_n = \frac{C \int_0^\pi e^{ikb \cos \vartheta} \frac{F(\vartheta)}{(1 - \cos \vartheta)} \sin^2 \vartheta \sqrt{1 + \left(\frac{kb}{2}(1 - \cos \vartheta)\right)^2} P_n^1(\cos \vartheta) d\vartheta}{n(n+1)j_0 \left(\frac{i}{4\pi\omega\varepsilon_0 b} \frac{\partial(bj_n(kb))}{\partial b} + \frac{120\pi}{4\pi} j_n(kb) \right) e^{in\frac{\pi}{2}}}.$$

Для построения модели многослойной цилиндрической линзы нужно решить дифракционную задачу, но можно воспользоваться результатами, полученными для сферы. Тангенциальные составляющие поля на поверхности цилиндра возьмём такими же, как у шара. Для этого нужно вычислить поле в ближней зоне многослойного шара. Далее, используя теорему эквивалентности, находится поле цилиндра в дальней зоне. Правда, полученное таким образом решение будет приближённым, поскольку тангенциальная составляющая поля задаётся не на всей поверхности цилиндра, а сам цилиндр не бесконечный. Кроме того, применяемая далее формула, так же является приближённой, поскольку требует задания лишь тангенциальной составляющей электрического поля.

Поле, создаваемое в дальней зоне заданным распределением на цилиндрической поверхности, находится следующим образом:

$$E(\vartheta) = A \int_0^{2\pi} E_r(\vartheta') \Phi(\vartheta - \vartheta') d\vartheta', \quad (3)$$

где

$E_r(\vartheta')$ — тангенциальная составляющая поля, заданная на поверхности цилиндра;

$\Phi(\vartheta - \vartheta')$ — распределение плотности электрического тока на идеально проводящем цилиндре, которое создается элементарным диполем, расположенным в дальней зоне и произвольно ориентированным.

В данном случае, тангенциальной составляющей поля будет E_φ при $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Радиус цилиндра $r = b$. В качестве $\Phi(\vartheta - \vartheta')$ возьмем распределение электрического тока, создаваемое электрическим диполем, находящимся в дальней зоне по отношению к цилиндру и параллельным

его оси:

$$\Phi(\vartheta - \vartheta') = \frac{1}{(kr)^2 H_0^{(2)}(kr)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2i^n \cos(n(\vartheta - \vartheta'))}{H_n^{(2)}(kr)} \frac{\cos\left(\frac{n\pi}{2kr}\right)}{(kr)^2 - n^2}.$$

ГЛАВА 2. Линза Люнеберга

Во второй главе линза Люнеберга рассматривается с точки зрения геометрической оптики [3], [4]. Это необходимо для того, чтобы найти значения диэлектрической проницаемости в слоях. На рисунке 2 показана зависимость $\epsilon(r)$ для обычной линзы Люнеберга и линзы с внешним однородным слоем.

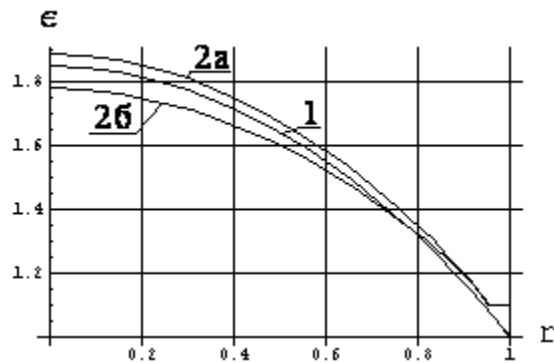


Рис. 2. Различные законы изменения диэлектрической проницаемости в линзах Люнеберга с вынесенным фокусом: 1 — линза Люнеберга ($b = 1.1$); 2а — линза с однородным внешним слоем ($b = 1.1, \epsilon_{el} = 1.1, a = 0.95$); 2б — линза с однородным внешним слоем ($b = 1.2, \epsilon_{el} = 1.1, a = 0.95$).

Так же в данной главе найдено амплитудное распределение поля на апертуре и диаграмма направленности линзы Люнеберга на основе апертурного метода.

ГЛАВА 3. Многослойная сферическая антенна линза со слоями из однородного диэлектрика

В третьей главе приводятся результаты численных экспериментов. В частности показано, что диаграмма направленности облучателя оказывает значительное влияние на характеристики всей антенны.

Для линзы Люнеберга необходим облучатель с быстро спадающей диаграммой направленности и низким уровнем боковых лепестков. При этом уровень поля ДН облучателя в направлении α_0 должен быть порядка $-10 \div -15$ дБ (зависимости от ширины имеют пологий максимум). Конкретная величина зависит от того, на сколько быстро спадает ДН облучателя.

Широкополосность всей системы в основном определяется облучателем, чем в более широкой полосе частот остается неизменной или слабо меняется (по форме и ширине) ДН облучателя, тем широкополоснее антенна.

Перечисленным требованиям в широкой полосе частот удовлетворяет рупор с выступающим из него диэлектрическим стержнем.

Так же в данной главе найдено, что для работы антенны необходимо сравнительно небольшое число слоёв. В ходе численных экспериментов была получена аппроксимационная формула, которая показывает зависимость минимально необходимого числа слоёв от относительного диаметра антенны:

$$N = \text{int} \left(4.34 \log_2 \left(\frac{D}{\lambda} \right) - 8.75 \right).$$

На рисунке 3 эта зависимость показана сплошной линией.

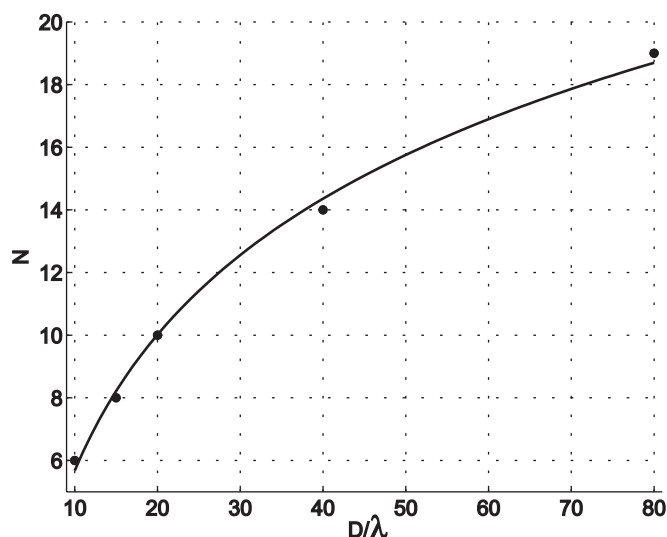


Рис. 3. Зависимость N от $\frac{D}{\lambda}$

Точками отмечены конкретные значения, полученные в ходе численных экспериментов. В качестве примера, на рисунке 4 показана зависимость коэффициента использования поверхности от числа слоёв для линзы с диаметром 10λ .

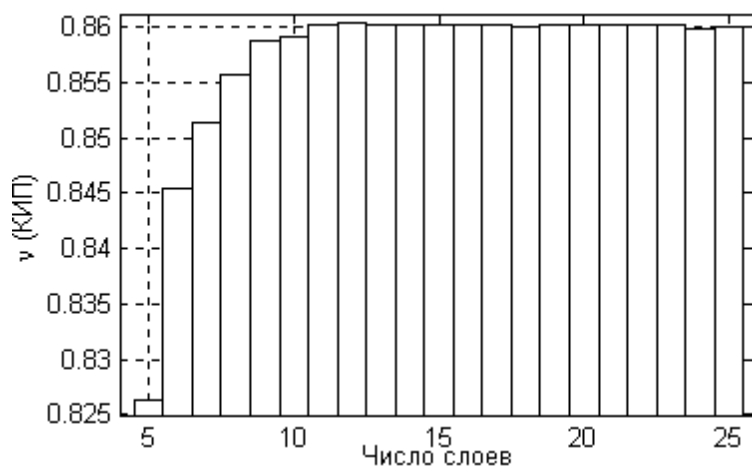


Рис. 4. Зависимость КИП от N ($D = 10\lambda$)

На основании строгого электродинамического решения можно построить амплитудное (см. рис. 5) и фазовое (см. рис. 6) распределения поля на апертуре. Амплитудное распределение получено также при помощи метода геометрической оптики (ГО). Отличие фазового распределения от постоянного невелико и поэтому очень слабо сказывается на характеристиках антенны.

В данной работе предложен оригинальный способ учёта потерь в реальном диэлектрике. В реальном диэлектрике всегда есть потери. Их учитывают, вводя тангенс угла диэлектрических потерь исходного материала $\tan \delta$. Необходимый закон изменения коэффициента преломления получают, изменяя плотность исходного материала. При этом необходимо ввести эффективный коэффициент преломления и эффективный $\tan \delta_{\text{эфф}}$, который будет меняться в зависимости от плотности материала (от $\varepsilon_{\text{эфф}}$);

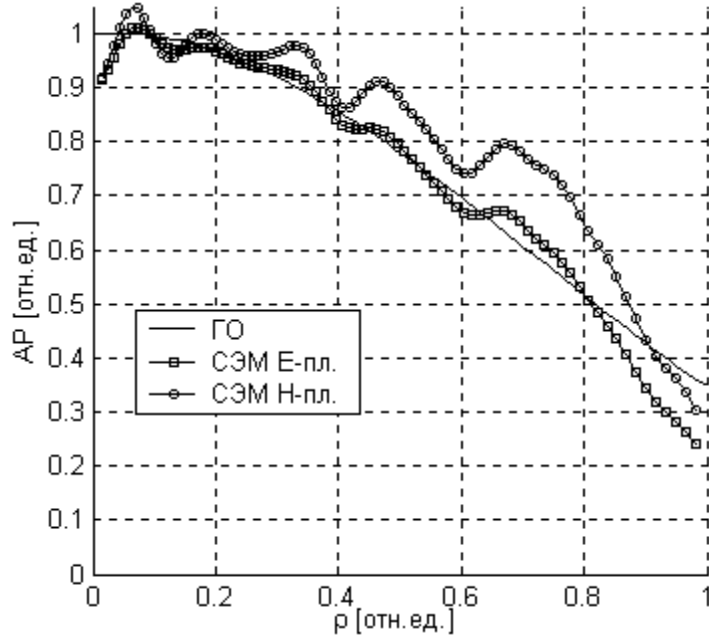


Рис. 5. Амплитудное распределение поля на апертуре ($D = 20\lambda$, $b = 1.1\frac{D}{2}$, $N = 25$)

Запишем $\varepsilon_{\text{эфф}}$ и $n_{\text{эфф}}$ в виде:

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \varepsilon'_{\text{эфф}} - i\varepsilon''_{\text{эфф}};$$

$$n_{\text{эфф}} = n'_{\text{эфф}} - in''_{\text{эфф}}.$$

Для изготовления линзы, которая исследуется в данной работе, широко применяется пенополистерол. Чем больше плотность материала, тем больше показатель преломления. Экспериментально установлено, что для требуемых значений плотности, справедлива следующая формула [5]:

$$n_{\text{эфф}} = 1 + d(n - 1), \quad (4)$$

где

$n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon'(1 - i \tan \delta)} \cong \sqrt{\varepsilon'}(1 - i \frac{\tan \delta}{2}) = n'(1 - i \frac{\tan \delta}{2})$ — коэффициент преломления исходного материала;

$d = \frac{n'_{\text{эфф}} - 1}{n' - 1}$ — коэффициент заполнения.

Подставим d и n в (4). Получим выражение для $n''_{\text{эфф}}$:

$$n''_{\text{эфф}} = \frac{n'_{\text{эфф}} - 1}{n' - 1} n' \frac{\tan \delta}{2}.$$

Найдем $\varepsilon_{\text{эфф}}$:

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = (n'_{\text{эфф}} - in''_{\text{эфф}})^2 \cong n'^2_{\text{эфф}} - 2in'_{\text{эфф}}n''_{\text{эфф}} = n'^2_{\text{эфф}} - in'_{\text{эфф}} \frac{n'_{\text{эфф}} - 1}{n' - 1} n' \tan \delta,$$

перепишем в виде

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \varepsilon'_{\text{эфф}}(1 - i \tan \delta_{\text{эфф}}),$$

где

$$\tan \delta_{\text{эфф}} = \frac{n'}{\sqrt{\varepsilon'_{\text{эфф}}}} \frac{\sqrt{\varepsilon'_{\text{эфф}} - 1}}{n' - 1} \tan \delta.$$

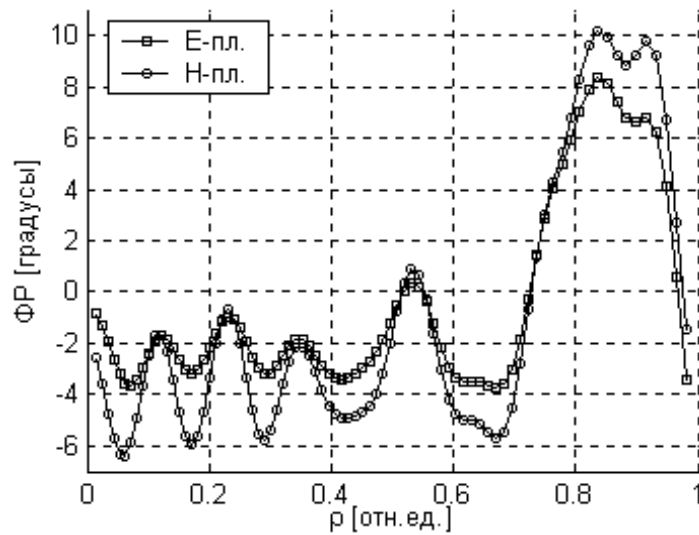


Рис. 6. Фазовое распределение поля на апертуре ($D = 20\lambda$, $b = 1.1\frac{D}{2}$, $N = 25$)

Эффективный тангенс угла диэлектрических потерь возрастает с увеличением $\varepsilon'_{\text{эфф}}$, то есть зависит от радиуса.

Зависимость коэффициента усиления от $\frac{D}{\lambda}$ показана на рисунке 7. В случае отсутствия потерь G увеличивается за счет увеличения апертуры. При наличии потерь увеличение размеров приводит не только к увеличению G , но и к его снижению, так как $G \sim e^{-\tan \delta \cdot D}$. При достаточно больших значениях $\frac{D}{\lambda}$ экспонента превзойдет любую другую функцию и в результате G будет убывать. Следовательно, существует некоторое оптимальное значение $\frac{D}{\lambda}$ и дальнейшее увеличение G возможно только при уменьшении потерь. А для этого нужны материалы с малым значением $\tan \delta$.

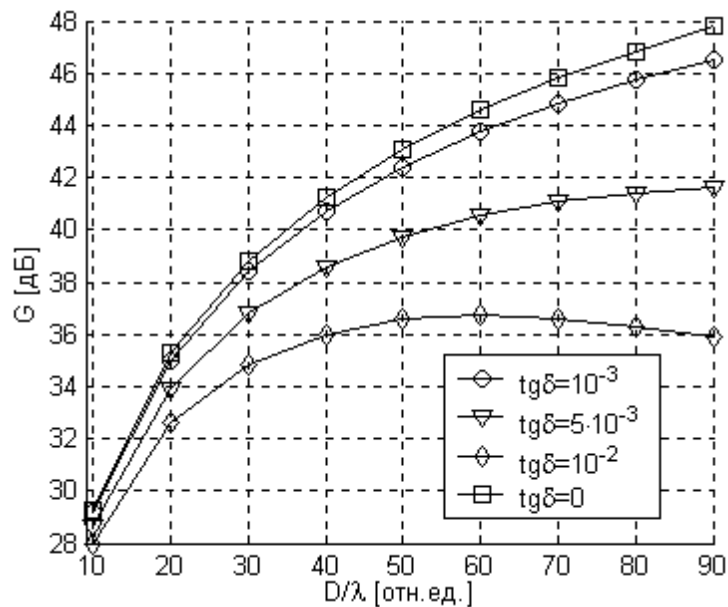


Рис. 7. Зависимость G от $\frac{D}{\lambda}$ ($N = 25$, $b = 1.1\frac{D}{2}$)

В данной главе рассмотрены три способа разбиения непрерывной зависимости показателя преломления от радиуса на ступеньки:

1. Строится зависимость показателя преломления от радиуса. Ось показателя преломления от нуля до максимального значения разбивается на равные части. Находятся соответствующие радиусы слоев $r_1, r_2, \dots, r_{nl-1} = a$. Каждый слой разбивается по радиусу на две равные части. Показатель преломления берется равным среднему в каждом слое $n_i = n(r_{i-1} + \frac{r_i - r_{i-1}}{2})$. Получается равномерное разбиение по показателю преломления (по n).

2. Строится зависимость диэлектрической проницаемости от радиуса. Ось диэлектрической проницаемости от нуля до максимального значения разбивается на равные части. Находятся соответствующие радиусы слоев $r_1, r_2, \dots, r_{nl-1} = a$. Каждый слой разбивается по радиусу на две равные части. Диэлектрическая проницаемость берется равной средней в каждом слое $\varepsilon_i = \varepsilon(r_{i-1} + \frac{r_i - r_{i-1}}{2})$. Получается равномерное разбиение по диэлектрической проницаемости (по ε).

3. Линза разбивается на слои одинаковой толщины: $r: r_1, r_2, \dots, r_{nl-1} = a, r_1 = r_2 - r_1 = r_3 - r_2 \dots$. Диэлектрическая проницаемость берется равной средней в каждом слое $\varepsilon_i = \varepsilon(r_{i-1} + \frac{r_i - r_{i-1}}{2})$. Получается равномерное разбиение по радиусу (по r).

В ходе численных экспериментов было установлено, что при большом числе слоёв способ разбиения практически не играет роли, а при малом — наилучшие результаты показывает равномерное разбиение по ε .

При производстве материала, из которого изготавливается линза, неизбежны ошибки величины реализуемой диэлектрической проницаемости. Поэтому, было проведено статистическое исследование влияния этих ошибок на диаграмму направленности, которое показало, что для производства линзы можно применять материалы с нежёсткими требованиями по диэлектрической проницаемости и соответственно дешёвые.

ГЛАВА 4. Экспериментальные данные

В ходе экспериментов измерялись параметры сферической линзы из кубиков с различным значением диэлектрической проницаемости, изготовленной фирмой "Конкур" (<http://www.com2com.ru/konkur/index.htm>). Фокусное расстояние $b = 1.5 \cdot D/2$. Её можно рассматривать, как многослойную антенну со следующими параметрами: число слоёв $N = 7$, диаметр $D = 460$ мм. Измерения проводились на двух частотах $f = 12$ ГГц ($\lambda = 25$ мм, $D/\lambda = 18.4$) и $f = 14.2$ ГГц ($\lambda = 21.1$ мм, $D/\lambda = 21.8$).

В качестве облучателей применялись: круглый пирамидальный рупор с корректирующей линзой, круглый пирамидальный расфазированный рупор и диэлектрический стержневой излучатель с рупором.

Для проведения экспериментов была изготовлена цилиндрическая линза из пяти слоев. Такую антенну гораздо проще изготовить, чем сферическую и, кроме того, она представляет самостоятельный интерес. Ее разрез изображен на рисунке 8. Сверху и снизу она зажата круглыми проводящими пластинами. Верхняя пластина на краях, для лучшего согласования с окружающим пространством, образует конус. При вычислении параметров слоев предполагалось, что $b = 1.2$ от радиуса, $\varepsilon_5 = 1.12$, $\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_{i+1}} = 1.1$, r_i соответствует $\varepsilon_i - \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{i+1}}{2}$.

Диаграммы направленности снимались на полигоне СПбГПУ. Данные получаемые после детектирования вводились через звуковую карту в компьютер. Далее осуществлялось цифровое синхронное детектирование.

На рисунке 9 сравниваются диаграммы направленности цилиндрической линзы, полученные теоретически и экспериментально. При расчётах диаграмма направленности облучателя аппроксимировалась экспонентой $e^{-15 \cdot 10^{-4} \vartheta^{1.75}}$.

Ввиду того, что сферическая линза из кубиков была представлена, как многослойная сферическая линза из семи слоёв, её диаграммы направленности совпадают с теоретическими только в области первых боковых лепестков.

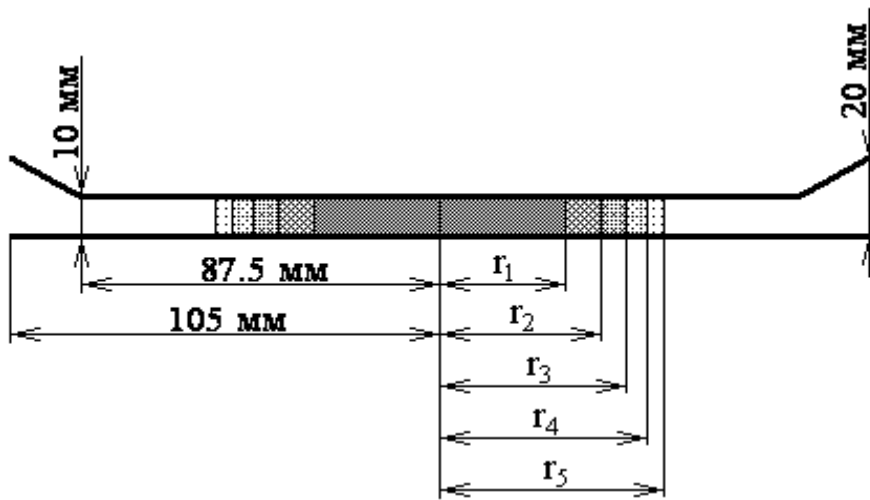


Рис. 8. Разрез цилиндрической линзы

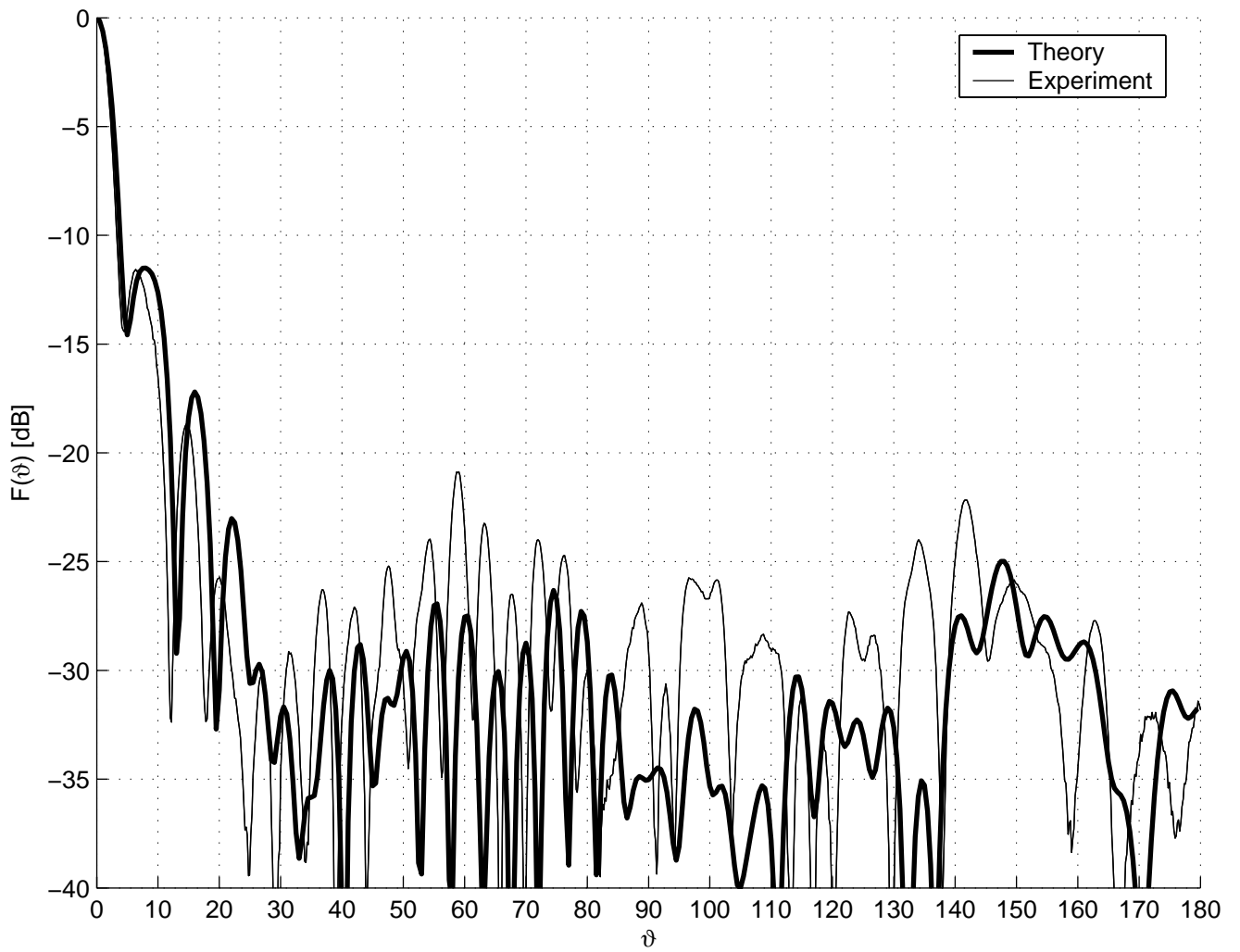


Рис. 9. Диаграмма направленности цилиндрической линзы ($0^\circ \div 180^\circ$)

Если сравнивать между собой различные облучатели, то наилучшие результаты с точки зрения ширины основного лепестка и структуры первых боковых лепестков получаются при использовании диэлектрического стержневого излучателя с рупором.

Всего, в ходе экспериментов на полигоне СПбГПУ, было снято 28 диаграмм направленности сферической линзы из кубиков. Как показал эксперимент, при данной технологии изготовления уровень дальних боковых лепестков диаграммы направленности антенны довольно сильно меняется в зависимости от положения облучателя относительно линзы и может превосходить уровень первых боковых лепестков.

ГЛАВА 5. Применение линзы Люнеберга в радиометрии

В этой главе рассмотрен пример использования антенны на основе линзы Люнеберга в приборе, предназначенном для обнаружения лесных и торфяных пожаров.

Радиометрические системы СВЧ предназначены для извлечения информации о физическом состоянии материальных объектов, содержащейся в собственном тепловом излучении и в электромагнитных сигналах, отражённых объектами или прошедших через них.

Линза Люнеберга позволяет осуществлять механическое сканирование луча в полном секторе углов, без поворота всей антенны или формировать несколько независимых диаграмм направленности при использовании нескольких облучателей. Это её преимущество и предполагается использовать для дистанционного картирования лесных и торфяных пожаров с авианосителей.

Радиометрические системы для этих целей разрабатываются в течение многих лет (с конца 50х). Уже существующие имеют один большой недостаток – требуется уникальное и очень дорогое оборудование: один специально разработанный радиометр, антенная решётка, вычислительная машина. Запустить такую систему в серию практически очень сложно.

В новой системе предлагается использовать несколько дешёвых радиометров, созданных на базе спутникового конвертера Ku диапазона (10.7–11.7 ГГц) и линейного усилителя, многолучевую антенну (линза Люнеберга) и персональный компьютер для обработки информации. Сигнал от каждого луча антенны поступает на свой радиометр, затем на его выходе оцифровывается и попадает в компьютер, где обрабатывается соответствующим образом, и в итоге мы получаем температурную карту поверхности.

Для проведения экспериментов была задействована сферическая линза Люнеберга из кубиков, изготовленная фирмой "Конкур" (<http://www.com2com.ru/konkur/index.htm>). Фокусное расстояние $b = 1.5 \cdot D/2$, диаметр $D = 460$ мм. В качестве облучателя применялся серийный гофрированный рупор Ku диапазона.

Измерения показали, что по своим характеристикам данная антенна вполне подходит для использования в радиометрии. Она имеет достаточно низкий уровень боковых лепестков, коэффициент усиления $G \sim 32$ дБ и малые потери, а, следовательно, даёт малый вклад в антенную температуру. В ходе эксперимента наблюдали показания радиометра с использованием линзы и без неё, при этом радиометр направлялся в зенит. Известно, что безоблачное небо имеет постоянную радиояркостную температуру. Показания прибора в этих двух случаях практически совпадают. Следовательно потери в линзе действительно очень малы. Этот результат получается из-за того, что применяемый для изготовления линзы диэлектрик (исходный — полистирол) имеет очень маленький тангенс угла диэлектрических потерь $\tan \delta \sim 10^{-4}$ и в массе своей состоит из воздуха.

ПРИЛОЖЕНИЯ

В приложениях выписаны сведения о полиномах Лежандра и функциях Бесселя, использованные при выводе формул. Приводится реферат патента №2099834 "Сферическая диэлек-

трическая линза с переменным показателем преломления"[6]. Приводится описание и текст программы для обработки данных со звуковой карты для получения экспериментальных диаграмм направленности исследуемых антенн, описание и текст программы для проведения численных экспериментов.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Основными результатами данной работы являются:

- Построена математическая модель многослойной линзы Люнеберга, с использованием метода геометрической оптики и строгого электродинамического метода. В модель можно подставлять ДН произвольного облучателя.
- Проведены измерения характеристик цилиндрической и сферической линз Люнеберга. Получены экспериментальные данные подтверждающие результаты расчётов.
- Установлена возможность применения линзы Люнеберга в радиометрии.
- В ходе подготовки к экспериментам усовершенствована и автоматизированна установка для снятия диаграмм направленности антенн.

На основе проведённых исследований можно сделать следующие выводы:

- Диаграмма направленности облучателя оказывает значительное влияние на характеристики всей антенны. Для линзы Люнеберга необходим облучатель с быстро спадающей диаграммой направленности и низким уровнем боковых лепестков. При этом уровень ДН облучателя в направлении на край линзы должен быть порядка $-10 \div -15$ дБ (зависимости от ширины имеют пологий максимум).
- Для работы антенны необходимо небольшое число слоёв. Получена аппроксимационная формула.
- При наличии потерь неограниченный рост коэффициента усиления не возможен. Существует некоторое оптимальное значение $\frac{D}{\lambda}$. Дальнейшее увеличение G возможно только при уменьшении потерь.
- При большом числе слоёв способ разбиения на слои практически не играет роли, а при малом — наилучшие результаты показывает равномерное разбиение по ε .
- Для производства линзы можно применять материалы с менее жёсткими требованиями по диэлектрической проницаемости и соответственно более дешёвые.
- В качестве облучателя для сферической линзы Люнеберга лучше всего использовать диэлектрический стержневой излучатель с рупором.
- По своим характеристикам линза Люнеберга вполне подходит для использования в радиометрии.

ОСНОВНАЯ ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА:

[1] Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. — М.-Л.: Энергия, 1967. — 376 с.

- [2] Сазонов Д.М., Фролов Н.Я. Электромагнитное возбуждение сферической слоисто-радиальной среды // Журнал технической физики. - 1965. - т.35, вып.6. - с. 990-995.
- [3] Luneberg R.K. Mathematical Theory of Optics. Brown Univ., Providence, R.I., 1944.
- [4] Samuel P. Morgan General Solution of the Luneberg Lens Problem // Journal of Applied Physics. vol. 29, no.9, September 1958.
- [5] Glen P. Robinson, Three-Dimensional Microwave Lens // Tele-Tech & Electronic Industries. November 1954.
- [6] Эпштейн А.Л., Смагин А.С., Корженков П.Н., Филаретов В.П. Патент №2099834 Сферическая диэлектрическая линза с переменным показателем преломления // Товарищество с ограниченной ответственностью "Конкур" - 1997.

РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ В РАБОТАХ:

1. Кузьмин С.В. Исследование математической модели многослойной сферической антенны - линзы со слоями из однородного диэлектрика. // V Всероссийская научная конференция студентов - радиофизиков. Тезисы докладов. 2001 г. - с. 62-64.
2. Кузьмин С.В. Методы расчета сферической слоистой линзы. // XXX Юбилейная Неделя Науки СПбГТУ. Материалы межвузовской научной конференции. 2002 г. - с. 7-9.
3. Шанников Д.В., Кузьмин С.В. Разработка оптимального облучателя для линзы Лüneберга // Материалы VI Всероссийской конференции по проблемам науки и высшей школы: Фундаментальные исследования в технических университетах. 2002 г. - с. 132.
4. Dmitry V. Shannikov, Sergey V. Kuzmin Optimization of the Spherically Stratified Microwave Lens Antenna. 1st IEEE International Conference on Circuits and Systems for Communications, St.Petersburg, June 2002 - p. 350-354.
5. Шанников Д.В., Кузьмин С.В. Учет диаграммы направленности реального облучателя для линзы Лüneберга // Письма в ЖТФ, 2003, том 29, вып. 22. - с. 39-45.
6. Рыбаков Ю.В., Шукин Г.Г., Воронин В.А., Кузьмин С.В., Розов С.В., Шанников Д.В. Применение СВЧ-радиометров для обнаружения подповерхностного очага торфяного пожара // Вторая всероссийская научная конференция: Дистанционное зондирование земных покровов и атмосферы аэрокосмическими средствами. 16-18 июня 2004 г. Сборник докладов. Том 1. - с. 119-122.
7. Кузьмин С.В. Параметры слоёв для многослойной линзы Лüneберга // Письма в ЖТФ, 2004, том 30, вып. 22. - с. 37-43.