

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук**

На правах рукописи



Басков Константин Михайлович

Современное электродинамическое сопровождение проектирования и изготовления систем антенна – радиопрозрачное укрытие

Специальность 05.12.07 – Антенны, СВЧ устройства и их технологии

ДИССЕРТАЦИЯ на соискание учёной степени кандидата технических наук

Научный руководитель  
доктор технических наук  
Федоренко Анатолий Иванович

Москва 2016

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение .....	5
1 Диэлектрические радиопрозрачные укрытия антенн с большими электрическими размерами.....	21
1.1 Прохождение волны через плоскую слоистую бесконечную магнитодиэлектрическую структуру.....	22
1.2 Оптимизация параметров слоев стенки радиопрозрачных укрытий.....	29
1.3 Исследование электродинамических свойств пятислойной стенки.....	32
1.4 Максимально достижимые радиотехнические характеристики пятислойной стенки .....	37
1.5 Метод физической оптики для анализа радиопрозрачных укрытий больших волновых размеров.....	46
1.6 Снижение ошибки пеленга носового обтекателя самолёта с помощью компенсационного слоя переменной толщины.....	59
1.7 Выводы.....	68
2 Моделирование диэлектрических стенок радиопрозрачных укрытий с дифракционными решётками.....	69
2.1 Постановка задачи. Вывод интегрального уравнения.....	70
2.2 Функция Грина для слоистых магнитодиэлектрических сред.....	73
2.3 Функция Грина для случая расположения точек наблюдения и интегрирования в разных слоях диэлектрика.....	75
2.4 Падающее поле в области многослойного диэлектрика, где находится решётка.....	78
2.5 Коэффициенты отражения и пропускания (коэффициенты Френеля).....	81
2.6 Интегральное уравнение для диэлектрика с объёмной решеткой.....	84
2.7 Численное решение интегрального уравнения.....	90
2.8 Тестирование модели многослойной диэлектрической структуры, содержащей дифракционные решетки.....	100
2.9 Частотно-избирательные решётки для снижения радиолокационной	

заметности антенн дециметрового диапазона.....	111
2.10 Выводы.....	117
3 Радиопрозрачные укрытия антенн дециметрового диапазона длин волн.....	120
3.1 Электродинамическое моделирование радиопрозрачных укрытий дециметрового диапазона длин волн.....	121
3.2 Тестирование методики .....	129
3.3 Стенки обтекателей с улучшенными радиотехническими характеристиками для антенн дециметрового диапазона длин волн.....	133
3.3.1 Общие замечания.....	133
3.3.2 Поверхностная проводимость индуктивного характера решётки из прямых проводов.....	134
3.3.3 Зависимость эквивалентной индуктивности от параметров решетки.....	137
3.3.4 Увеличение индуктивности поверхностной проводимости решетки за счет искривления проводов в виде меандра.....	141
3.3.5 Увеличение индуктивности решеток за счет искривления проводов в виде соленоида.....	149
3.3.6 Заключительные замечания.....	151
3.4 Метаматериал с высокой механической прочностью и диэлектрической проницаемостью близкой к единице.....	152
3.4.1 Общие замечания.....	152
3.4.2 Расчёт эффективных электродинамических параметров метаматериала.....	154
3.4.3 Учет потерь в диэлектрической матрице.....	159
3.4.4 Проверка границ применимости формул для расчета эффективных параметров метаматериала.....	161
3.4.5 Преимущества использования решёток из искривлённых проводов.....	165
3.4.6 Экспериментальное исследование метаматериала с диэлектрической проницаемостью близкой к единице.....	168
3.4.7 Некоторые примеры применения метаматериала для создания радиопрозрачных укрытий.....	170

3.5 Выводы.....	176
Заключение.....	178
Список сокращений.....	182
Список литературы.....	183
Приложение А.....	189

## Введение

С учетом современных требований к бортовым радиотехническим системам необходимо уделять особое внимание проектированию радиопрозрачных укрытий (РПУ), которые служат для защиты антенных устройств от внешних воздействующих факторов. При правильной постановке задачи минимизации влияния РПУ (обтекателя) на характеристики излучения антенны необходимо рассматривать его как неотъемлемую часть антенной системы. Проектирование РПУ состоит из многих этапов [1, 2, 3, 4]: подбор материалов, пригодных для производства; разработка конструкции стенки; разработка формы РПУ; оценка прочностных свойств; разработка технологии производства и др.

Особое внимание при конструировании РПУ уделяется вопросам радиопрозрачности, а также вопросам минимизации искажений диаграммы направленности (ДН) антенны. Для достижения требуемой радиопрозрачности РПУ в заданном диапазоне частот при разных углах падения электромагнитной волны (ЭМВ) необходимо подбирать подходящую конструкцию стенки, которая обеспечивала бы также нужную прочность РПУ. Чаще всего для обтекателей антенн СВЧ диапазона используют следующие конструкции стенок [3]:

1. Однослойная стенка, толщина  $l$  которой много меньше длины волны (рисунок В.1а). Такая стенка применяется в РПУ, которое не испытывает сильных нагрузок или в случае, когда рабочая длина волны антенны достаточно большая. Эти стенки могут работать в широком диапазоне частот. К сожалению, с увеличением рабочей частоты электрическая толщина стенки увеличивается, что приводит к увеличению отражения от нее ЭМВ и увеличению влияния РПУ на радиотехнические характеристики (РТХ) антенны.

2. Однослойная  $n$ -полуволновая стенка (рисунок В.1б). Такие стенки используются в узком диапазоне частот, а полное электродинамическое согласование у них возможно только при одном угле падения ЭМВ.

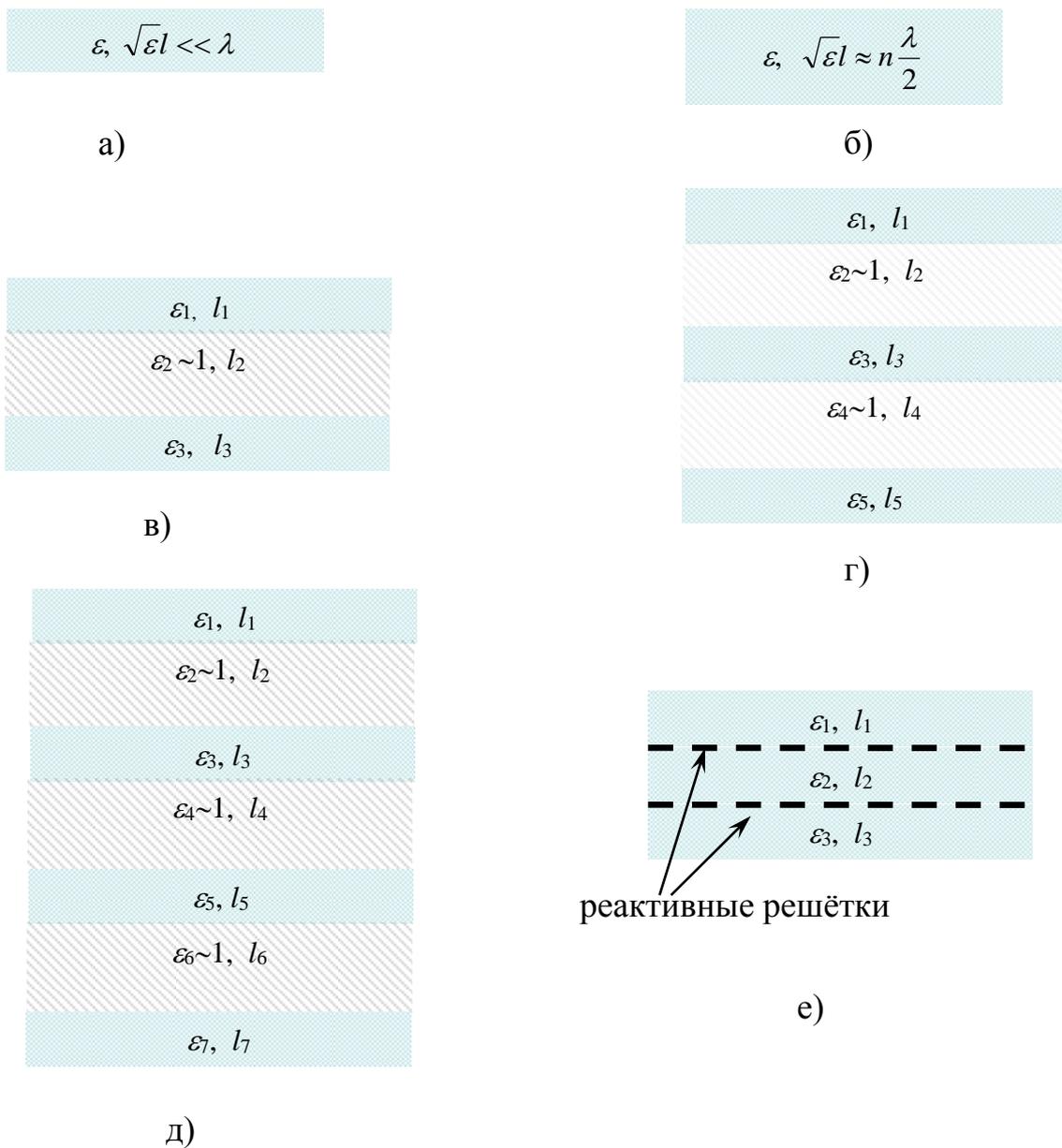


Рисунок В.1 - Варианты конструкций стенок РПУ: а) монолитная тонкая стенка; б) монолитная полуволновая стенка; в) трехслойная стенка; г) пятислойная стенка; д) семислойная стенка; е) стенка с реактивными решётками

3. Трехслойная стенка (рисунок В.1в). Состоит из двух слоёв наружной обшивки и внутреннего слоя с малыми значениями диэлектрической проницаемости. Эта стенка обладает достаточно высокой механической прочностью, работает в широком диапазоне частот. РПУ с такой стенкой имеет малый вес.

4. Пятислойная стенка (рисунок В.1г). Наиболее часто используется в носовых обтекателях сверхзвуковых самолётов. Она состоит из трёх плотных диэлектрических слоёв (два внешних слоя обшивки и один центральный слой), между которыми находятся два слоя из материала с диэлектрической проницаемостью близкой к единице (обычно это сотовые слои). Применение такой конструкции стенки позволяет обеспечить радиопрозрачность РПУ в широком диапазоне частот при разных углах падения на неё ЭМВ. Такая конструкция обладает высокой механической прочностью.

5. Многослойная стенка (рисунок В.1д) с большим количеством слоёв. Обычно в РПУ антенн СВЧ диапазона она применяется редко из-за технологических сложностей, но с точки зрения теоретических исследований может быть интересна. Например, в [3] показано, что стенки с такой конструкцией могут быть использованы для нескольких диапазонов частот.

6. Стенка с металлическими включениями (рисунок В.1е), применение которых позволяет повысить механическую прочность и улучшить РТХ обтекателей. Металлическими включениями могут быть сетки из проводов [1,3,5]. Такие сетки обладают реактивной проводимостью (индуктивного характера) и могут служить в качестве согласующих слоёв. Использование реактивных решёток в составе стенки РПУ позволяет производить электродинамическое согласование произвольных по толщине диэлектрических слоёв, что позволяет снизить уровень отражения от них ЭМВ. Кроме того, металлические провода в решётках могут быть использованы для обеспечения освещения или обогрева РПУ. Помимо сеток из проводов в стенки РПУ могут быть включены дифракционные решётки (ДР), выполняющие специальные функции: частотную и/или угловую селекцию сигнала антенны.

Для хорошей работы системы антенна – РПУ надо найти такие параметры слоёв стенки, которые обеспечивали бы минимальное искажение фронта падающей на неё ЭМВ во всем рабочем диапазоне частот антенны при всех углах падения. Если для однослойных и трехслойных конструкций оптимальные параметры подобрать сравнительно несложно, то уже для пятислойных конструкций подбор

весьма затруднителен из-за большого количества варьируемых параметров. Задача может быть решена путем численной оптимизации параметров многослойных структур. В [6] предложен общий алгоритм решения задачи оптимизации конструкции стенки РПУ, который описывает принцип оптимизации некоторого нормированного критерия качества обтекателя. Критерий качества обтекателя – это некоторый функционал, который ещё называют целевой функцией (ЦФ) в задачах оптимизации, зависящий от параметров стенки обтекателя, а также от некоторых весовых коэффициентов, подчёркивающих важность той или иной характеристики стенки. Оптимизируя параметры слоёв стенки, корректируя весовые коэффициенты, а также изменяя конструкцию стенки, можно приблизиться к наиболее простому варианту конструкции стенки, удовлетворяющему предъявляемым к РТХ обтекателя требованиям.

Вопросам синтеза и оптимизации конструкций стенки РПУ посвящено большое число работ, например [7,8]. Оптимизация осуществляется различными математическими методами нахождения экстремумов функций многих переменных, которых существует очень много [9]. Особенно бурно в настоящее время развиваются эволюционные методы, позволяющие находить глобальный экстремум (если он есть) функций многих переменных. Впервые этот метод предложен в работе [10]. Он используется в том случае, когда практически нет предположения о возможной конструкции стенки РПУ. Эффективность этого метода продемонстрирована, например, для расчёта светофильтров или теплоотражающих покрытий [11].

Для получения нужного результата первостепенным обычно является не выбор метода, с помощью которого находится минимум ЦФ, а формулировка самой ЦФ, на основе которой в процессе синтеза можно было бы приблизиться к наилучшим параметрам стенки РПУ. Так в [12] предложена стенка для обтекателей антенн прицельных станций и систем сопровождения целей. Обтекатели с предлагаемой стенкой обладают минимальными поляризационными потерями, которые достигаются при минимальном модуле разности комплексных коэффициентов пропускания (КП) стенки при параллельной и перпендикулярной поляри-

заций падающей ЭМВ. Это условие и закладывалось в ЦФ для определения параметров такой стенки.

Для анализа влияния РПУ на характеристики антенной системы необходимо использовать электродинамическую модель, на основе которой можно оценивать такие характеристики, как КП, ошибку пеленга (ОП), изменение уровня боковых лепестков (УБЛ) ДН антенны. Имеется достаточно много работ, в которых используются различные подходы к моделированию систем антенна – РПУ. В [13] применен конечно – разностный метод, в [14] проиллюстрировано моделирование системы антенна – обтекатель в пакете программ FEKO, в котором для решения задачи дифракции используется метод интегральных уравнений (ИУ). Для анализа РТХ обтекателей очень больших электрических размеров используются методы геометрической оптики [3,15].

Для анализа систем антенна – РПУ с размерами от 10 до 100 длин волн обычно используются электродинамические модели, построенные на основе метода физической оптики (ФО) [16-19]. Носовые обтекатели современных самолётов 4-го и 5-го поколений имеют именно такие размеры. Методом ФО рассчитываются эквивалентные токи на поверхности обтекателя для последующего вычисления ДН системы антенна-РПУ. Исходя из анализа литературы, математические модели, основанные на принципах ФО, можно разделить на три типа, именуемые далее как 1-й, 2-й и 3-й методы.

1-й метод. В [16] представлена электродинамическая модель системы антенна – РПУ с приёмной антенной. Плоская ЭМВ падает на внешнюю поверхность РПУ. В каждой точке стенка РПУ считается локально плоской, что позволяет найти эквивалентные электрические и магнитные токи на её внутренней поверхности и далее интегрированием определить поле, принимаемое антенной. Недостаток 1-го метода - значительные вычислительные затраты на расчет ДН, так как для каждого направления падения волны необходимо производить интегрирование по всей поверхности РПУ для каждой точки на поверхности антенны. В [17] предлагается способ ускорения вычислений для такой модели с использованием метода стационарной фазы.

2-й метод. В [18] рассмотрена модель системы антенна – РПУ с передающей антенной. Как и в 1-м методе, внутренняя поверхность РПУ в каждой точке представляется локально плоской, а поле антенны в этой точке рассматривается как локально плоская волна, распространяющаяся вдоль действительной части вектора Пойнтинга. Поле с внутренней поверхности стенки пересчитывается на внешнюю поверхность РПУ с помощью коэффициентов Френеля (КФ). Далее при расчете поля излучения интегрирование проводится по внутренней поверхности РПУ, т.е. толщина стенки полагается нулевой. При этом КП нормируется на набег фазы, который получает фронт волны, проходя в свободном пространстве расстояние, равное толщине стенки с учётом угла падения.

3-й метод описан в [19]. В отличие от предыдущей модели внутренняя и внешняя поверхности РПУ разнесены в пространстве на расстояние, равное реальной толщине стенки, и, значит, КП не нормируется на фазовый набег волны в свободном пространстве. При таком подходе учитывается преломление волны в случае, что особенно важно, когда стенка изготовлена из плотного диэлектрика. В результате в некоторых случаях повышается точность вычисления такого важного параметра, как ОП системы антенна – РПУ.

Уникальными физическими свойствами обладают РПУ со стенками, в которые вмонтированы ДР. Включение ДР в состав конструкции стенки РПУ позволяет производить электродинамическое согласование произвольных по толщине диэлектрических слоёв, снижать радиолокационную заметность укрываемого объекта при приемлемом ухудшении его РТХ. Также использование ДР в качестве угловых фильтров позволяет существенно улучшать электромагнитную совместимость антенных систем. Так в отчёте [20] предложен очень эффективный угловой фильтр на основе четырёх слоёв сеток из проводов, позволяющий снизить боковое излучение параболической антенны.

Параметры ДР, используемые при моделировании стенки обтекателя, чаще всего находятся из представления решетки в виде бесконечной периодической структуры проводящих элементов, которые находятся внутри многослойного магнитодиэлектрика. Исследованию бесконечных периодических структур в ли-

тературе уделено большое внимание [21-27]. Как отмечено в [27], все методы анализа периодических структур можно разделить на четыре группы: асимптотические, аналитические, численно-аналитические и численные. При современном развитии вычислительной техники лучше всего использовать численный метод, который позволяет исследовать практически любые конфигурации периодических структур.

Чаще всего задача дифракции ЭМВ на бесконечных периодических структурах решается методом ИУ. Для составления ИУ используют периодические граничные условия, что позволяет рассматривать токи только на одном периоде ДР. (В соответствии с теоремой Флоке [28,29] при падении плоской ЭМВ на бесконечную периодическую структуру токи на каждом её периоде отличаются только линейным набегом фазы.) Для этого используется функция Грина (ФГ) периодической структуры [22,23]. Решение ИУ осуществляется методом Галёркина [30, 31]. Найдя токи на всех границах слоистого диэлектрика и на поверхности металлических включений для одного периода, вычисляют рассеянные многослойной структурой поля. На таком принципе построены все коммерческие пакеты программ электродинамического проектирования, такие как FEKO, HFSS и др. С помощью такого общего подхода можно рассчитывать характеристики любых периодических структур. Но даже при современном развитии вычислительной техники требуется достаточно большие затраты машинного времени из-за необходимости определять токи на всех границах слоистого магнитодиэлектрика.

В других работах для анализа многослойной ДР сначала находят S-параметры каждого слоя, входящего в состав многослойной периодической структуры. Потом каскадным соединением слоев находят общие S-параметры [21,25]. Погрешность вычисления таким подходом может оказаться неприемлемой, особенно когда слои многослойной периодической структуры находятся очень близко друг от друга. Более точный итерационный метод для расчёта многослойных периодических структур предложен в [32].

Всё чаще ДР находят применение при решении задач электромагнитной совместимости [20,33] и стелс-технологий, когда обтекатель антенны обладает

частотно-избирательными свойствами [34]. Кроме прозрачности, к таким обтекателям предъявляются требования по защите антенны в нерабочей полосе частот (непрозрачности обтекателя). В [35] представлена конструкция стенки обтекателя, которая, имея окно прозрачности в рабочем диапазоне частот защищаемой антенны, в остальном диапазоне частот поглощает ЭМВ. Это позволяет снизить радиолокационную заметность, как при однопозиционной, так и при двухпозиционной локации.

В последнее время патентуется много конструкций стенок с ДР с индуктивной проводимостью (например, [12, 36, 37]), что свидетельствует о перспективности такого способа повышения качества РПУ.

Известны решения стенки РПУ [36], в которых для защиты от обледенения, статического электричества, молниезащиты, а также для обеспечения освещения используется решетка из проводов, индуктивная проводимость которой частично компенсируется решеткой из вибраторов, обладающей емкостным характером отражения падающей волны. Однако внесение дополнительных элементов с емкостным характером отражения может оказаться малоэффективным и привести к сужению диапазона частот и углов падения волны, в котором стенка укрытия обладает низким уровнем отражения.

Стенка РПУ для антенн прицельных станций и систем сопровождения целей [12] состоит из диэлектрических слоев и металлических элементов в виде решёток с индуктивной проводимостью из набора периодически расположенных металлических проводов. Такая стенка может быть использована при создании РПУ для объектов, работающих в миллиметровом диапазоне и верхней части сантиметрового диапазона длин волн.

В работе [37] описана стенка РПУ для СВЧ датчиков в автомобиле, которая состоит из диэлектрического слоя, толщина которого кратна половине длины падающей волны. Слой лакокрасочного покрытия (ЛКП), который необходимо наносить на стенку, ухудшает прохождение радиоволн через стенку. Для компенсации влияния ЛКП в этой работе предлагается использовать решетку из проводов, параллельных вектору напряженности электрического поля, излучаемого

укрываемым датчиком. Так как СВЧ датчики в автомобилях, как указано в этой публикации, работают в миллиметровом диапазоне длин волн, такой способ компенсации может быть эффективным. Также в работе указывается, что если период решетки окажется очень большим, то можно использовать в решетке волнистые провода. Как будет показано ниже, незначительное искривление проводов в решетке не приводит к существенному изменению ее РТХ.

Цели данной диссертационной работы:

- разработка и совершенствование методик расчета РТХ систем антенна-РПУ для проектирования конструкций стенок РПУ с улучшенными радиотехническими и специальными свойствами, а также для совершенствования технологий производства РПУ;

- апробация и доводка методик в процессе проектирования реальных РПУ;

- исследование РТХ стенок РПУ с вмонтированными ДР;

- разработка и исследование новых конструкций стенок РПУ.

В первой главе основное внимание уделено вопросам электродинамического сопровождения проектирования обтекателей больших волновых размеров. Изложен математический аппарат, необходимый для разработки электродинамических моделей системы антенна – обтекатель. Рассмотрены основы известных применяемых методик расчета поля излучения антенны с учетом влияния обтекателя, представлена усовершенствованная автором методика. Показано реальное использование моделей для детальных исследований РТХ обтекателей вытянутой формы, близких к носовым обтекателям сверхзвуковых самолётов 4-го поколения, в которых используется пятислойная конструкция стенки.

Существующие технологии производства самолётных обтекателей не позволяют сколь угодно усложнять конструкцию его стенки. Набор материалов для её производства и параметры слоёв существенно ограничены. В связи с этим при проектировании стенки более существенное значение имеет возможность учета технологических отклонений от параметров её оптимальной конструкции и качества используемого материала. В [38] разработана методика локального радиоволнового контроля стенки обтекателя. К сожалению, в настоящее время такая

методика для контроля параметров пятислойной конструкции стенки пока не существует, т.к. для этого требуется точное измерение S-параметров в широком диапазоне частот на искривлённой поверхности, поэтому важно определить, какие допуски на параметры каждого элемента конструкции стенки необходимо выдерживать. В 1-й главе исследуются влияния параметров каждого слоя на РТХ пятислойной стенки. Результаты этих исследований были использованы в работах по созданию реальных носовых обтекателей самолетов.

Для оптимизации параметров стенки обтекателя в диссертации использован достаточно простой метод наискорейшего спуска (метод Коши), который позволяет найти только локальный минимум ЦФ. При начальных значениях оптимизируемых параметров, близких к технологически реализуемым, получаемый при оптимизации вариант оказывается наилучшим для практического применения. Проведены исследования по определению максимально достижимых РТХ пятислойной конструкции стенки в зависимости от параметров внешних слоёв (обшивки) стенки.

В [39] представлена методика точного расчёта ДН антенны с учётом многослойного магнитодиэлектрического укрытия, имеющего плоскую, цилиндрическую или сферическую форму. Метод основан на скаляризации уравнений Максвелла с помощью потенциалов Дебая для задач рассеяния ЭМВ слоистыми структурами из магнитодиэлектриков, который описан в [40-42]. В диссертации на основе такого же подхода разработана методика расчета РТХ обтекателя произвольной формы со сложной многослойной конструкцией стенки. Далее эта электродинамическая модель антенна – РПУ именуется 4-м методом. Суть методики заключается в том, что на внутренней поверхности РПУ по точным формулам рассчитывается поле излучения передающей антенны, определяются эквивалентные электрический и магнитный токи в рассматриваемой точке и вычисляются пространственные спектры этих токов на элементарной площадке, размеры которой намного меньше длины волны. Далее с использованием найденных спектров и аппарата длинных линий рассчитываются спектры компонентов поля излучения на элементарных площадках внешней поверхности РПУ и определяется ДН в

дальней зоне (ДЗ) как сумма спектров полей элементарных площадок. Представленная на аналогичном подходе в работе [39] методика позволяет выполнять точный расчёт ДН антенны, моделируемой набором элементарных излучателей в виде элемента Гюйгенса и имеющей многослойное магнитоэлектрическое укрытие плоской, цилиндрической или сферической формы. Предлагаемая методика пригодна для расчета ДН антенны с укрытием произвольной формы при условии адекватности замены электродинамических свойств стенки РПУ в каждой точке характеристиками плоской многослойной структуры (фактически условием применимости приближения ФО).

Такой подход даёт более точные результаты расчёта ДН, КП и ОП системы антенна – РПУ, чем 2-й и 3-й методы, основанные на принципах ФО. Хотя 1-й метод в диссертации не исследовался, но из анализа алгоритма понятно, что для его реализации требуются большие затраты машинного времени.

При расчёте РТХ системы антенна – РПУ, размеры которого велики, а его стенка имеет сложную многослойную конструкцию, точные методы построения электродинамической модели, даже при современном развитии вычислительной техники, не подходят. Автору не удалось найти результаты исследований точности методик, основанных на принципах ФО, для расчетов реальных обтекателей. В 1-й главе расчетные (по 2-му, 3-му и 4-му методу) значения основных РТХ обтекателя с формой вытянутого тела вращения сравниваются с результатами натуральных измерений. Приводится оценка применимости разных методов для такого типа обтекателя.

Одна из важнейших характеристик РПУ – это вносимая ОП, поэтому минимизация её значения - одна из главных задач разработчиков РПУ. Принцип снижения значения ОП с помощью изменения в некоторых зонах толщины стенки РПУ приведён в [3]. В первой главе диссертации приведена методика расчёта профиля толщины специального компенсационного слоя (КС), с помощью которого возможно существенное снижение величины ОП для РПУ с любой конструкцией стенки. Эта методика была апробирована при изготовлении реального остроконечного осесимметричного носового обтекателя самолёта.

Для качественного проектирования РПУ, стенки которых содержат ДР, необходимо построить эффективную по вычислительным затратам электродинамическую модель многослойной магнитодиэлектрической структуры, между слоями которой расположены периодические решётки из проводящих элементов. Во 2-й главе диссертации построена электродинамическая модель многослойной бесконечной периодической структуры на основе метода ИУ. ФГ для многослойной магнитодиэлектрической структуры получена с помощью метода эквивалентных длинных линий [40-42], что позволило учесть электродинамическое взаимное влияние всех слоёв решетки друг на друга, а также влияние многослойного диэлектрика на каждый слой ДР. ИУ решается численно методом Галёркина. Элементы матрицы системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), к которой приводит этот метод, оказалось возможным вычислять с применением быстрого преобразования Фурье (БПФ). В результате резко сокращается время вычислений. Для планарных многослойных ДР, лежащих между слоями многослойного магнитодиэлектрика, время на вычисления их электродинамических характеристик затрачивается на порядок меньше по сравнению с применением других известных программ электродинамического проектирования (FEKO, HFSS и др.). На базе построенной электродинамической модели многослойной магнитодиэлектрической структуры с многослойными ДР разработана вычислительная программа Stenka. Программа тщательно тестировалась по результатам других работ, с помощью коммерческой программой FEKO, а также с использованием экспериментальных данных.

С помощью программы Stenka проведены численные исследования ДР, различного назначения. Предложена конструкция углового фильтра из двух слоёв вертикальных штырей для снижения бокового излучения в Е-плоскости параболической антенны радиорелейной связи. Исследованы разные варианты планарных периодических структур для экранов, предназначенных для снижения радиолокационной заметности антенн, которые работают в дециметровом диапазоне длин волн. Предложен новый способ улучшения прозрачности частотно-

избирательных решёток (ЧИР) в рабочем диапазоне частот защищаемой антенны с помощью сосредоточенных индуктивных элементов (чип-индуктивностей).

Особое место в радиотехнике занимают РПУ антенн дециметрового и длинноволновой части сантиметрового диапазонов. Для производства таких РПУ, а также для РПУ сверхширокополосных антенн обычно используется стенка, тонкая по отношению к длине волны, с минимально возможной диэлектрической проницаемостью. Рабочая длина волны часто оказывается соизмеримой с размерами исследуемых систем, что не позволяет использовать при их электромагнитном моделировании решения задач дифракции приближенными методами (в том числе приближения ФО). В 3-й главе диссертации предложена электродинамическая модель системы антенна – обтекатель на основе объёмных ИУ с применением приближения тонкого слоя [43,44].

Для улучшения как радиотехнических, так и эксплуатационных свойств РПУ антенн дециметрового диапазона длин волн полезны конструкции стенок, содержащих реактивные решётки из проводов (решетки индуктивного типа) [5]. С помощью программы *Stenka* проведены исследования конструкции стенки, в состав которой включена сетка. На основе таких конструкций удастся изготавливать стенки с толщиной, оптимальной с точки зрения эксплуатации. Хорошо известно [1, 3], что в эквивалентных схемах многослойных стенок реактивные решётки удобно представлять в виде эквивалентного индуктивного сопротивления. В диссертации представлен простой способ вычисления этого сопротивления, а также исследован вопрос, каким должно быть это сопротивление.

В 3-й главе диссертации показано, что для электродинамического просветления тонких диэлектрических слоёв (каковыми являются стенки РПУ антенн дециметрового или длинноволновой части сантиметрового диапазонов длин волн) использование решёток из прямых проводов менее эффективно по сравнению с решётками из искривлённых проводов [45]. Предложена новая конструкция стенки РПУ, которая состоит из тонких по отношению к длине волны диэлектрических слоёв и решёток из искривлённых проводов [46]. Для исследования много-

слоистых конструкций стенок с решётками из искривлённых проводов эффективным инструментом служит программа Stenka.

В последнее время большое внимание уделяется разработке так называемых метаматериалов, которые обладают необычными электромагнитными свойствами и могут быть использованы в различных областях радиотехники. В диссертации представлены исследования свойств метаматериала, который может обладать высокой механической прочностью и иметь в некотором диапазоне частот диэлектрическую проницаемость близкую к единице. Такой материал представляет собой многослойную диэлектрическую структуру, между слоями которой расположены решётки из искривлённых проводов. Этот материал может быть эффективен для производства РПУ с улучшенными РТХ в случае, когда ЭМВ падает на поверхность РПУ преимущественно при перпендикулярной поляризации. Исследованы как достоинства, так и недостатки этого метаматериала, а также предложен способ устранения недостатков.

В заключении сформулированы основные результаты работы. Сделаны выводы об эффективности приведённых в диссертации методик и исследований для качественного проектирования РПУ и экранов с высокими РТХ.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Разработанная на основе принципов физической оптики методика расчёта радиотехнических характеристик системы антенна – РПУ в отличие от существующих позволяет более точно вычислять основные радиотехнические характеристики (как коэффициент пропускания, так и ошибку пеленга) крупногабаритных обтекателей сложной формы с большими электрическими размерами.

2. Разработанная на основе методов интегральных уравнений и эквивалентных длинных линий электродинамическая модель многослойной периодической решётки, находящейся в многослойном магнитодиэлектрике, позволяет значительно сократить затраты машинного времени на расчеты рассеянного поля

структуры (на порядок меньше, чем с помощью существующих пакетов коммерческих программ FEKO, HFSS).

3. Разработанный алгоритм расчёта профиля толщины компенсационного слоя позволяет существенно снизить вносимые обтекателем ошибки пеленга. Рассчитан и реализован вариант компенсационного слоя для носового обтекателя самолёта четвёртого поколения, позволивший уменьшить ошибки пеленга в полтора раза.

4. В ходе исследований свойств пятислойной (с чередующимися слоями большой и малой плотности) конструкции стенки обтекателя показано, какие параметры конструкции сильнее всего влияют на частоту настройки и электрические потери стенки обтекателя. Определены максимально достижимые радиотехнические характеристики пятислойной стенки обтекателя в зависимости от параметров её внешних слоёв.

5. Разработанная новая конструкция стенки РПУ для антенн, работающих в дециметровом или длинноволновой части сантиметрового диапазона длин волн, имеет преимущества по сравнению с известными конструкциями стенки с решётками из прямых проводов, а именно такая стенка имеет более высокую прозрачность при наклонном падении на неё ЭМВ.

6. Предложен способ улучшения прозрачности частотно-избирательных решёток, которые используются для снижения радиолокационной заметности антенн дециметрового диапазона длин волн.

7. Предложена конструкция и исследованы свойства нового метаматериала с высокой механической прочностью и диэлектрической проницаемостью, близкой к единице, у которого проявляются преимущества в случае, когда падающая на стенку ЭМВ имеет перпендикулярную поляризацию, а именно использование такого материала в стенке РПУ позволяет снизить фазовые искажения проходящего через неё фронта ЭМВ.

Практическая ценность диссертации состоит в том, что проведенные исследования и разработанные электродинамические модели позволяют решать широкий круг задач, связанных с разработкой и производством РПУ и экранов различ-

ных конструкций и назначения. В частности, применение разработанных методик в процессе производства РПУ позволяет существенно сократить объем, а, следовательно, и время, экспериментальных радиотехнических доводок.

Результаты исследований, приведённые в диссертации, были использованы при проведении опытно конструкторской разработке по теме “РПО-35”, проведённой в ОАО “ОКБ Сухого”. Результаты исследований отражены в соответствующих документах. Получен патент на изобретение: “Стенка радиопрозрачного укрытия” [46].

Апробация работы. Основные положения и результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

1) 4-я (2003 год), 7-я (2006 год), 8-я (2007 год), 9-я (2007 год), 11-я (2009 год), 12-я (2011 год), 13-я (2012 год), 14-я (2013 год) научные конференции ИТПЭ РАН, г. Москва.

2) 5-я (2011 год) и 6-я (2012 год) Всероссийские научно-технические конференции “Радиолокация и радиосвязь”, г. Москва.

3) Международная научная конференция «Излучение и рассеяние электромагнитных волн» ИРЭМВ-2013, с. Дивноморское 2013 г.

4) Международная научная конференция «Излучение и рассеяние электромагнитных волн» ИРЭМВ-2015, с. Дивноморское 2015 г.

Публикации результатов работ. По результатам выполненных исследований и разработок опубликовано 5 статей и получен один патент.

Объём работы. Диссертация содержит 191 страницу текста, 80 рисунков. Работа состоит из введения, трёх глав и заключения. Библиография включает в себя 58 наименований на 6 страницах. К диссертации приложены один акт и один патент (см. Приложение А).

## 1 Диэлектрические радиопрозрачные укрытия антенн с большими электрическими размерами

В первой части данной главы рассматриваются математические аспекты задачи электромагнитного моделирования системы антенна – РПУ, размеры которой составляют десятки и даже сотни длин волн. Геометрия модели системы антенна – РПУ изображена на рисунке 1.1. На апертуре антенны задаются сторонние электрические и магнитные токи  $\vec{J}_A$  и  $\vec{M}_A$ , которые являются источником электромагнитного поля в окружающем пространстве. Возможно задание как гипотетического, так и измеренного распределения токов реальных антенных систем (в виде непрерывных функций или решёток дискретных элементов). Стенка РПУ выполнена из одного или нескольких слоёв диэлектрика. Проходящая через РПУ электромагнитная волна испытывает амплитудные и фазовые искажения. Кроме того, возможны многократное переотражение между РПУ и антенной, возбуждение поверхностных волн на обтекателе, возбуждение вторичных волн на резких неоднородностях обтекателя [3]. В результате действия этих основных факторов происходят изменения ДН антенны. Необходимо рассчитать ДН антенны с учётом РПУ, чтобы оценить его влияние на характеристики излучения антенны.

Во второй части главы на основе разработанных и усовершенствованных методик детально исследуются РТХ обтекателя вытянутой формы, близкой к форме носовых обтекателей самолётов-истребителей 4-го поколения. Представлены результаты исследований радиотехнических свойств пятислойной конструкции стенки, которая часто используется в таких обтекателях. Обращается внимание на необходимость тщательного выбора и реализации параметров ЛКП. Рассматриваются способы улучшения РТХ обтекателей.

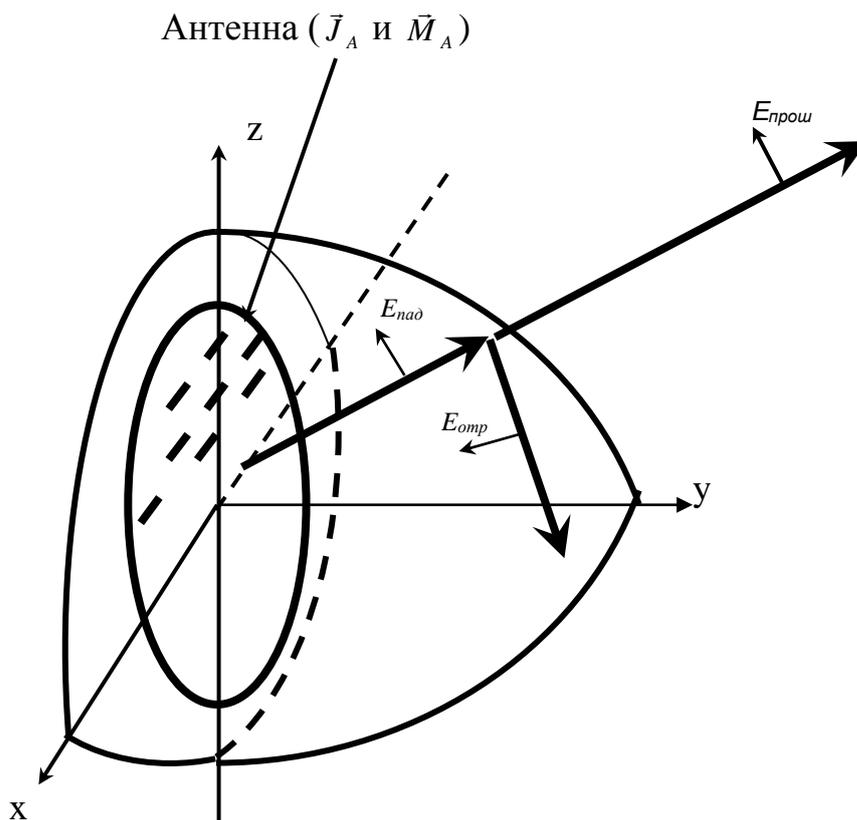


Рисунок 1.1 - Модель излучающей антенны с расположенным перед ней обтекателем

### 1.1 Прохождение волны через плоскую слоистую бесконечную магнитодиэлектрическую структуру

Любое проектирование РПУ начинается с определения параметров конструкции его стенки. В случае больших волновых размеров РПУ для этого достаточно иметь решение задачи дифракции ЭМВ на плоской бесконечной многослойной магнитодиэлектрической структуре. Далее для краткости вместо «магнитодиэлектрик» используем «диэлектрик», подразумевая, что у материала магнитная проницаемость может быть отличной от единицы. В данной работе, следуя [40], указанная задача решается с помощью телеграфных уравнений, к которым преобразовываются уравнения Максвелла при представлении составляющих электрического и магнитного полей в виде потенциалов Дебая. Для решения телеграфных уравнений используется аппарат теории длинных линий. Такой же под-

ход будет использован во 2-й главе при исследовании многослойных ДР, поэтому ниже достаточно подробно приведён используемый математический аппарат.

На плоскостойкий диэлектрик падает плоская ЭМВ (рисунок 1.2) с длиной волны  $\lambda_0$ . Для решения задачи дифракции вместо тангенциальных составляющих электромагнитного поля  $\vec{E}_\tau = (E_x, E_y)$  и  $\vec{H}_\tau = (H_x, H_y)$  вводятся новые переменные  $\Psi^E, \Psi^M, \Phi^E$  и  $\Phi^M$  по следующим формулам:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\partial \Psi^E}{\partial x} + \frac{\partial \Psi^M}{\partial y}, & E_y &= \frac{\partial \Psi^E}{\partial y} + \frac{\partial \Psi^M}{\partial x}, \\ H_x &= -\frac{\partial \Phi^E}{\partial y} + \frac{\partial \Phi^M}{\partial x}, & H_y &= \frac{\partial \Phi^E}{\partial x} + \frac{\partial \Phi^M}{\partial y}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Новые переменные  $\Psi^{E,M}$  и  $\Phi^{E,M}$ , называемые потенциалами Дебая, введены для получения более симметричных уравнений Максвелла. После подстановки (1.1) в уравнения Максвелла в прямоугольной системе координат и несложных преобразований получаются две системы дифференциальных уравнений, в которых фигурируют только три связанные скалярные величины, а не шесть как в уравнениях Максвелла

$$\left\{ \begin{aligned} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left( \frac{\partial \Phi^E}{\partial z} + j\omega \varepsilon_a \Psi^E \right) &= \frac{\partial I_x^E}{\partial x} + \frac{\partial I_y^E}{\partial y}, \\ -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left( E_z - \frac{\partial \Psi^E}{\partial z} - j\omega \mu_a \Phi^E \right) &= \frac{\partial I_x^M}{\partial y} - \frac{\partial I_y^M}{\partial x}, \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi^E &= j\omega \varepsilon_a E_z + I_z^E, \end{aligned} \right. \quad (1.2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left( \frac{\partial \Psi^M}{\partial z} + j\omega \mu_a \Phi^M \right) &= \frac{\partial I_x^M}{\partial x} + \frac{\partial I_y^M}{\partial y}, \\ -\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left( H_z - \frac{\partial \Phi^M}{\partial z} - j\omega \varepsilon_a \Psi^M \right) &= \frac{\partial I_y^E}{\partial x} - \frac{\partial I_x^E}{\partial y}, \\ \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Psi^M &= j\omega \mu_a H_z + I_z^M, \end{aligned} \right. \quad (1.3)$$

где  $\varepsilon_a, \mu_a$  – диэлектрическая и магнитная проницаемость среды;

$I_{x,y,z}^{E,M}$  - составляющие вдоль осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  электрических  $I^E$  и магнитных  $I^M$  токов  
 сторонних источников;  
 $\omega$  - круговая частота падающей волны.

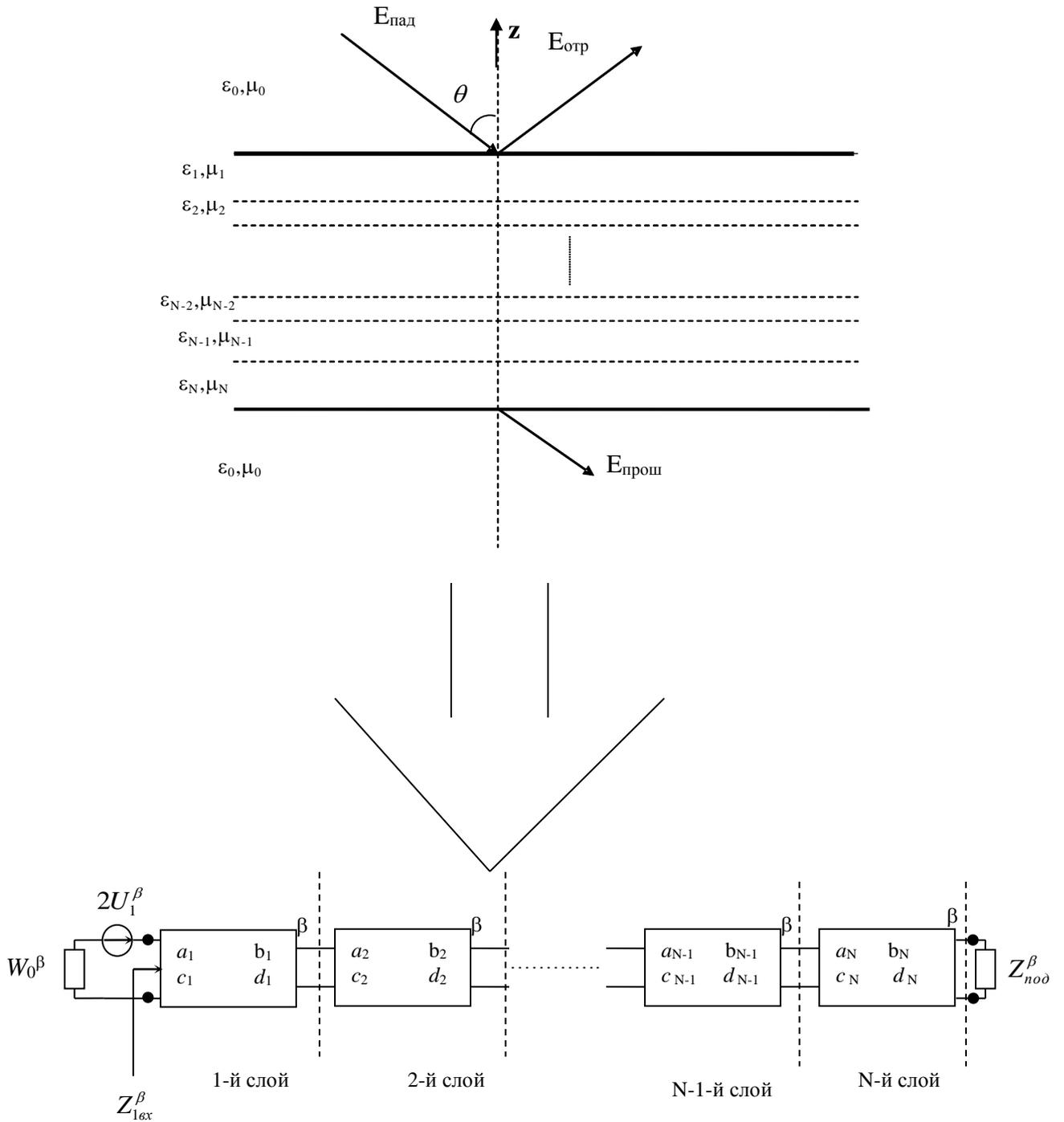


Рисунок 1.2 - Постановка задачи о падении плоской волны на плоскостойкий диэлектрик

На следующем шаге составляющие полей, токов и потенциалы Дебая представляются в виде двойных интегралов Фурье

$$\left\{ \begin{array}{l} E_z(x, y, z) = \iint_{\chi_1 \chi_2} \ell_z(\chi_1, \chi_2, z) e^{-j\vec{\chi}\vec{r}} d\chi_1 d\chi_2, \\ H_z(x, y, z) = \iint_{\chi_1 \chi_2} \hbar_z(\chi_1, \chi_2, z) e^{-j\vec{\chi}\vec{r}} d\chi_1 d\chi_2, \\ \Phi^\beta(x, y, z) = \iint_{\chi_1 \chi_2} J^\beta(\chi_1, \chi_2, z) e^{-j\vec{\chi}\vec{r}} d\chi_1 d\chi_2, \\ \Psi^\beta(x, y, z) = \iint_{\chi_1 \chi_2} U^\beta(\chi_1, \chi_2, z) e^{-j\vec{\chi}\vec{r}} d\chi_1 d\chi_2, \\ I^\beta(x, y, z) = \iint_{\chi_1 \chi_2} I^\beta(\chi_1, \chi_2, z) e^{-j\vec{\chi}\vec{r}} d\chi_1 d\chi_2, \end{array} \right. \quad (1.4)$$

где  $\vec{\chi}\vec{r} = \chi_1 x + \chi_2 y$ ;

$\chi_{1,2}$  – пространственные частоты;

$\beta$  - индекс, принимающий значение  $E$  или  $M$ .

В данной постановке задачи пространственными частотами являются проекции на плоскость  $XU$  вектора распространения гармоник падающей ЭМВ. В случае, когда плоская волна падает под углами  $\varphi, \theta$  в сферической системе координат на плоскую структуру, в спектре поля существует только одна нулевая распространяющаяся гармоника, поэтому  $\chi_1 = k_0 \cos \varphi \sin \theta$ ;  $\chi_2 = k_0 \sin \varphi \sin \theta$ ;  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ . В общем случае, когда рассматривается падение неплоской волны, существует бесконечное число распространяющихся гармоник.

Так как равенство функций означает равенство их спектров, системы дифференциальных уравнений (1.2) и (1.3) переписываются уже для спектров соответствующих величин

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial J^E}{\partial z} + j\omega \varepsilon_a U^E = \frac{-j}{|\chi|^2} (\chi_1 I_x^E + \chi_2 I_y^E), \\ \ell_z - \frac{\partial U^E}{\partial z} - j\omega \mu_a J^E = \frac{-j}{|\chi|^2} (\chi_2 I_x^M - \chi_1 I_y^M), \\ \ell_z = \frac{j}{\omega \varepsilon_a} (|\chi|^2 J^E + I_z^E), \end{array} \right. \quad (1.5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial U^M}{\partial z} + j\omega\mu_a J^M = \frac{-j}{|\chi|^2} (\chi_1 I_x^M + \chi_2 I_y^M), \\ \hbar_z - \frac{\partial J^M}{\partial z} - j\omega\varepsilon_a U^M = \frac{-j}{|\chi|^2} (\chi_1 I_y^E - \chi_2 I_x^E), \\ \hbar_z = \frac{j}{\omega\mu_a} (|\chi|^2 U^M + I_z^M), \end{array} \right. \quad (1.6)$$

где  $|\chi|^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2$ .

Вводятся следующие обозначения:

$$\begin{aligned} Y_a^E &= j\omega\varepsilon_a, & Z_a^E &= j\omega\mu_a + \frac{|\chi|^2}{j\omega\varepsilon_a}, & Y_a^M &= j\omega\varepsilon_a + \frac{|\chi|^2}{j\omega\mu_a}, \\ Z_a^M &= j\omega\mu_a, & k_a &= \omega\sqrt{\mu_a\varepsilon_a}, & \gamma_a &= \sqrt{|\chi|^2 - k_a^2}, & W_a^\beta &= \sqrt{\frac{Z_a^\beta}{Y_a^\beta}}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} f^E(\chi_1, \chi_2, z) &= \frac{-j}{|\chi|^2} (\chi_1 I_x^E + \chi_2 I_y^E), & f^M(\chi_1, \chi_2, z) &= \frac{-j}{|\chi|^2} (\chi_2 I_x^E - \chi_1 I_y^E), \\ e^E(\chi_1, \chi_2, z) &= \frac{-j}{|\chi|^2} (\chi_2 I_x^M - \chi_1 I_y^M), & e^M(\chi_1, \chi_2, z) &= \frac{-j}{|\chi|^2} (\chi_1 I_x^M + \chi_2 I_y^M). \end{aligned}$$

Если подставить значения  $z$ -х составляющих полей из последних уравнений систем (1.5) и (1.6) во вторые уравнения этих систем, то окончательно получим

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial J^E}{\partial z} + Y_a^E U^E = f^E, \\ \frac{\partial U^E}{\partial z} + Z_a^E J^E = e^E - Y_a^E I_z^E, \end{array} \right. \quad (1.8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial U^M}{\partial z} + Z_a^M J^M = e^M, \\ \frac{\partial J^M}{\partial z} + Y_a^M U^M = f^M - Z_a^M I_z^M. \end{array} \right. \quad (1.9)$$

Данные системы уравнений являются так называемыми телеграфными уравнениями. Значит, слоистый диэлектрик можно рассматривать в виде некоторой эквивалентной длинной линии (рисунок 1.2), токи и напряжения в которой

представляют собой спектры потенциалов Дебая, которые в свою очередь введены через поперечные составляющие полей в слоистом диэлектрике. Непрерывность тангенциальных составляющих полей эквивалентна непрерывности токов и напряжений в длинной линии. Параметры длинной линии определяются выражениями (1.7), где  $Z_a^\beta, Y_a^\beta$  – погонные сопротивление и проводимость,  $W_a^\beta$  – характеристическое сопротивление,  $\gamma_a$  – постоянная распространения.

Решение систем (1.8) и (1.9) ищется в виде суммы общего решения, что соответствует случаю отсутствия сторонних источников, то есть при нулевых правых частях уравнений, и частного решения, которое связано с наличием сторонних источников. В данной постановке задачи сторонние источники описывают падающее поле. Во введении диссертации говорилось, что стенки РПУ могут содержать ДР. Тогда кроме решения, связанного со сторонними источниками, описывающими падающее поле, необходимо искать решение, связанное со сторонними источниками, описывающими токи на элементах ДР. Подробно эта задача будет рассмотрена во 2-й главе.

Общие решения систем (1.8) и (1.9) при нулевых правых частях ищутся в виде сумм падающей и отраженной волн

$$U^\beta = U_1 e^{-\gamma_a z} + U_0 e^{+\gamma_a z}, \quad J^\beta = \frac{1}{W_a^\beta} (U_1 e^{-\gamma_a z} - U_0 e^{+\gamma_a z}). \quad (1.10)$$

После простых преобразований удастся найти связь между токами и напряжениями на входе и выходе одного участка длинной линии

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ J_1 \end{bmatrix}^\beta = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}^\beta \begin{bmatrix} U_2 \\ J_2 \end{bmatrix}^\beta, \quad (1.11)$$

где ненормированная матрица передачи элементарного участка длинной линии, характеризующего один слой диэлектрика, записывается в виде

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}^\beta = \begin{bmatrix} ch\gamma_a l & W_a^\beta sh\gamma_a l \\ \frac{1}{W_a^\beta} sh\gamma_a l & ch\gamma_a l \end{bmatrix}, \quad (1.12)$$

где  $l$  – длина участка длинной линии по координате  $z$ , то есть толщина слоя.

Если диэлектрик состоит из нескольких слоев, то, учитывая непрерывность касательных составляющих полей на границе диэлектрика, можно считать, что выходные токи и напряжения одного участка длинной линии, характеризующего этот слой, являются входными для другого участка, характеризующего слой, лежащий ниже. В этом случае участки длинных линий соединены каскадным способом, поэтому матрицы передачи перемножаются. В итоге, для нахождения матрицы передачи результирующей структуры надо последовательно перемножить матрицы всех участков длинной линии, характеризующих слоистый диэлектрик. В результате слоистый диэлектрик при отсутствии в нем сторонних источников (различных дополнительных включений) можно представить в виде последовательного соединения четырехполюсников с известными матрицами передачи (рисунок 1.2)

$$[A]_{\Sigma}^{\beta} = \prod_{i=1}^N [A]_i^{\beta}, \quad (1.13)$$

$$\text{где } [A]_i^{\beta} = \begin{vmatrix} a_i^{\beta} & b_i^{\beta} \\ c_i^{\beta} & d_i^{\beta} \end{vmatrix}.$$

Для нахождения коэффициента отражения (КО) и КП ( $R$  и  $T$ ) слоистого диэлектрика составляется эквивалентная схема (см. рисунок 1.2), где источник напряжения  $2U_1^{\beta}$  характеризует падающее поле (множитель 2 нужен для учета того, что источниками в схеме являются как электрическое, так и магнитное поле). Для перпендикулярной поляризации электрическое поле имеет только тангенциальные составляющие на границе диэлектрика, которые выражаются через напряжения в линии магнитного типа, поэтому рассматривается в этом случае эквивалентная схема магнитного типа. Аналогично для случая параллельной поляризации рассматривается эквивалентная схема электрического типа.

По известным из теории длинных линий формулам для КО и КП можно записать

$$R_{\parallel} = \frac{Z_{1ex}^E - W_0^E}{Z_{1ex}^E + W_0^E}, \quad T_{\parallel} = \frac{2Z_{nod}^E}{a_{\Sigma}^E Z_{nod}^E + d_{\Sigma}^E W_0^E + b_{\Sigma}^E + c_{\Sigma}^E W_0^E Z_{nod}^E}, \quad (1.14)$$

$$R_{\perp} = \frac{Z_{1ex}^M - W_0^M}{Z_{1ex}^M + W_0^M}, \quad T_{\perp} = \frac{2Z_{nod}^M}{a_{\Sigma}^M Z_{nod}^M + d_{\Sigma}^M W_0^M + b_{\Sigma}^M + c_{\Sigma}^M W_0^M Z_{nod}^M},$$

где  $Z_{1ex}^\beta = \frac{a_\Sigma^\beta Z_{nod}^\beta + b_\Sigma^\beta}{c_\Sigma^\beta Z_{nod}^\beta + d_\Sigma^\beta}$  - входное сопротивление эквивалентной схемы;

$Z_{nod}^\beta$  - характеристическое сопротивление пространства, находящегося за слоистым диэлектриком.

В случае свободного пространства  $Z_{nod}^\beta = W_0^\beta$ , в случае наличия металлической подложки  $Z_{nod}^\beta = 0$ .

Таким образом, с применением метода эквивалентных длинных линий найдены формулы для точного расчета КФ для любой сколь угодно сложной многослойной магнитоэлектрической структуры.

Важным этапом в проектировании РПУ является поиск оптимальных параметров стенки, позволяющих получить наиболее точное приближение к требуемым РТХ системы антенна – РПУ. Один из возможных алгоритмов такого поиска рассмотрен далее на основе полученных формул для расчёта КФ многослойной диэлектрической структуры. В качестве примера детально рассматривается пятислойная конструкция стенки, которая обычно используется при производстве носовых обтекателей сверхзвуковых самолётов. Она обладает хорошими радиотехническими, прочностными и эксплуатационными свойствами. Для оптимизации параметров слоёв пятислойной конструкции стенки вполне достаточно использовать простой метод Коши.

## 1.2 Оптимизация параметров слоев стенки радиопрозрачных укрытий

Для решения задачи оптимизации параметров многослойной стенки составляется ЦФ, которая зависит от оптимизируемых параметров и принимает минимальное значение в случае лучшего решения. Для построения процесса оптимизации параметров стенки РПУ возможно использование различных ЦФ. Как показал практический опыт, хорошие результаты подбора параметров стенки для осесимметричных носовых самолётных обтекателей получаются при использовании ЦФ следующего вида:

$$F(\vec{x}, \vec{y}) = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \left[ \left( a \left| R_{//} \left( \vec{x}, \vec{y}, f_m, \theta_n \right) \right|^2 + b \left| R_{\perp} \left( \vec{x}, \vec{y}, f_m, \theta_n \right) \right|^2 \right) \right] + c \max_{m,n=1}^{M,N} \left| \arg T'_{//} \left( \vec{x}, \vec{y}, f_m, \theta_n \right) - \arg T'_{\perp} \left( \vec{x}, \vec{y}, f_m, \theta_n \right) \right|, \quad (1.15)$$

где  $\vec{x}$  - вектор изменяемых параметров (ВИП);

$\vec{y}$  - вектор постоянных параметров (ВПП);

$f_m, \theta_n$  - частоты и углы падения волны, при которых оптимизируется структура стенки,

$a, b$  и  $c$  - нормировочные коэффициенты, значения которых необходимо подбирать с учетом того, какой из оптимизируемых параметров более важен (так, увеличивая  $c$ , можно добиться уменьшения фазовых искажений, с которыми связана величина ОП, но при этом не будет оптимальных значений КП стенки).

Значения КО и КП для параллельной и перпендикулярной поляризации ( $R_{//,\perp}$  и  $T'_{//,\perp}$ ) вычисляются по формулам (1.14). Штрих, стоящий в обозначении КП, означает нормировку фазы КП на фазовое расстояние пустого пространства, равное толщине стенки с учетом угла падения  $k_0 l_\Sigma \cos \theta$ . В выражении для ЦФ фигурируют разности нормированных фаз КП. Имеет смысл минимизировать именно этот параметр, так как его значение сильно влияет на искажения ДН антенны, особенно на величину ОП. Минимизация просто крутизны угловой зависимости нормированной фазы КП приводит к уменьшению толщины стенки до нуля. Приблизительно такой же подход при оптимизации был реализован в [12].

Минимизацию ЦФ проще всего провести с помощью метода Коши [9], который основан на том, что ЦФ убывает в сторону противоположную направлению своего градиента. Составляется итерационный процесс, в котором вектор оптимизируемых параметров изменяется следующим образом:

$$x_i^{j+1} = x_i^j - \lambda^j \frac{\partial F(\vec{x}^j, \vec{y})}{\partial x_i^j}, \quad (1.16)$$

где  $\lambda^j$  - параметр, определяющий величину шага спуска.

При каждой итерации  $j$  параметр  $\lambda^j$  выбирается таким образом, чтобы функция  $F(\vec{x}^{j+1})$  была минимальной. Это легко сделать простым перебором значений  $\lambda^j$  на некотором отрезке. Необходимо учитывать, что при некоторых  $\lambda^j$  величина оптимизируемого параметра может выходить за пределы реальных значений. К тому

же, при некоторых значениях этого параметра локальный минимум может оказаться не ближайшим к начальному приближению или оказаться нереализуемым.

В качестве ВИП можно было бы взять толщины  $l_i$  и диэлектрические проницаемости  $\varepsilon_i$  всех слоев. На практике при проектировании стенки необходимо учитывать некоторые ограничения на электрические параметры и механические свойства используемых материалов, поэтому на первом этапе целесообразно в качестве оптимизируемых параметров использовать только толщины некоторых слоев многослойной стенки. Остальные параметры задаются в качестве ВПП из соображений технологии производства и прочности конструкции. В пятислойной стенке ВИП обычно толщины внутренних трёх слоёв  $l_{2,3,4}$ . Толщины внешних слоев (обшивки)  $l_{1,5}$  считаются постоянными.

Если кроме толщин слоёв необходимо оптимизировать еще и диэлектрические проницаемости  $\varepsilon_i$ , то при использовании одного итерационного процесса оптимизируемые величины могут либо выходить за область определения, либо итерационный процесс (1.16) будет сходиться очень медленно. Так как размерности оптимизируемых параметров разные, то и абсолютные значения производных по ним могут сильно отличаться, поэтому значение шага  $\lambda^j$  надо выбирать для параметров с разной размерностью по-отдельности. Чтобы решить эту проблему, в диссертации опробован двойной итерационный процесс. Сначала оптимизируются толщины некоторых слоев, потом, принимая найденные значения  $l_i$  постоянными, оптимизируются значения  $\varepsilon_i$ . Далее итерационные процессы повторяются с новыми найденными начальными данными.

Известно, что решение задачи поиска минимума функции нескольких переменных сильно зависит от начального приближения, так как у такой функции может существовать множество близкорасположенных локальных минимумов. В зависимости от начального приближения конечный вариант стенки может обладать или неприемлемыми параметрами, или итерационный процесс будет расходиться, поэтому необходимо выбирать начальное приближение близким к технологически реализуемым вариантам конструкции стенки обтекателя с хорошими электродинамическими свойствами.

### 1.3 Исследование электродинамических свойств пятислойной стенки

Пятислойная конструкция стенки РПУ (рисунок В.1г) является наиболее подходящей для производства носовых обтекателей самолётов с точки зрения соотношения между сложностью технологии её производства и получаемыми электродинамическими и прочностными характеристиками. Важными моментами при конструировании обтекателя является выбор материалов и учет производственных допусков, влияющих на электродинамические качества стенки [3,4]. В настоящее время все более широкое применение в производстве самолетных обтекателей находят стеклопластики на основе кварцевых тканей [1]. Рассмотрим характерный пример возможного влияния технологических погрешностей на РТХ стенки, изготовленной из такого материала.

Влияние отклонений толщины каждого слоя на РТХ стенки демонстрируется на рисунке 1.3а. Здесь представлены рассчитанные частотные (при угле падения  $75^0$ ) зависимости КО пятислойной стенки, сделанной из материала с  $\varepsilon_{1,3,5} = 3,2 - j0,032$  и сот с  $\varepsilon_{2,4} = 1,1$ . В исходном варианте стенки 1 обеспечивается оптимальное прохождение волны для диапазона частот 9,5 – 10,5 ГГц и углов падения волны от 0 до  $75^0$ , для чего заданные параметры слоёв получены при оптимизации ЦФ (1.15). У стенки с такими параметрами минимум КО реализуется при обеих поляризациях на одной и той же частоте 10 ГГц. Уменьшая на 0,4мм поочерёдно суммарную толщину внешних слоёв (обшивок, вариант 2), толщину внутреннего слоя (вариант 3) и суммарную толщину сотовых слоёв (вариант 4), можно проследить, отклонение толщин каких слоев сильнее всего влияет на частоту настройки стенки.

Видно, что изменение толщины сот на сдвиге частоты настройки стенки сказывается меньше всего (сравнить варианты 1 и 4). С уменьшением толщины внутреннего слоя (вариант 3) повышается частота настройки стенки. С уменьшением на такую же величину толщины обшивки (вариант 2) при параллельной поляризации сдвиг частоты настройки приблизительно такой же, как и при уменьшении толщины внутреннего слоя (вариант 3), но при перпендикулярной поляризации

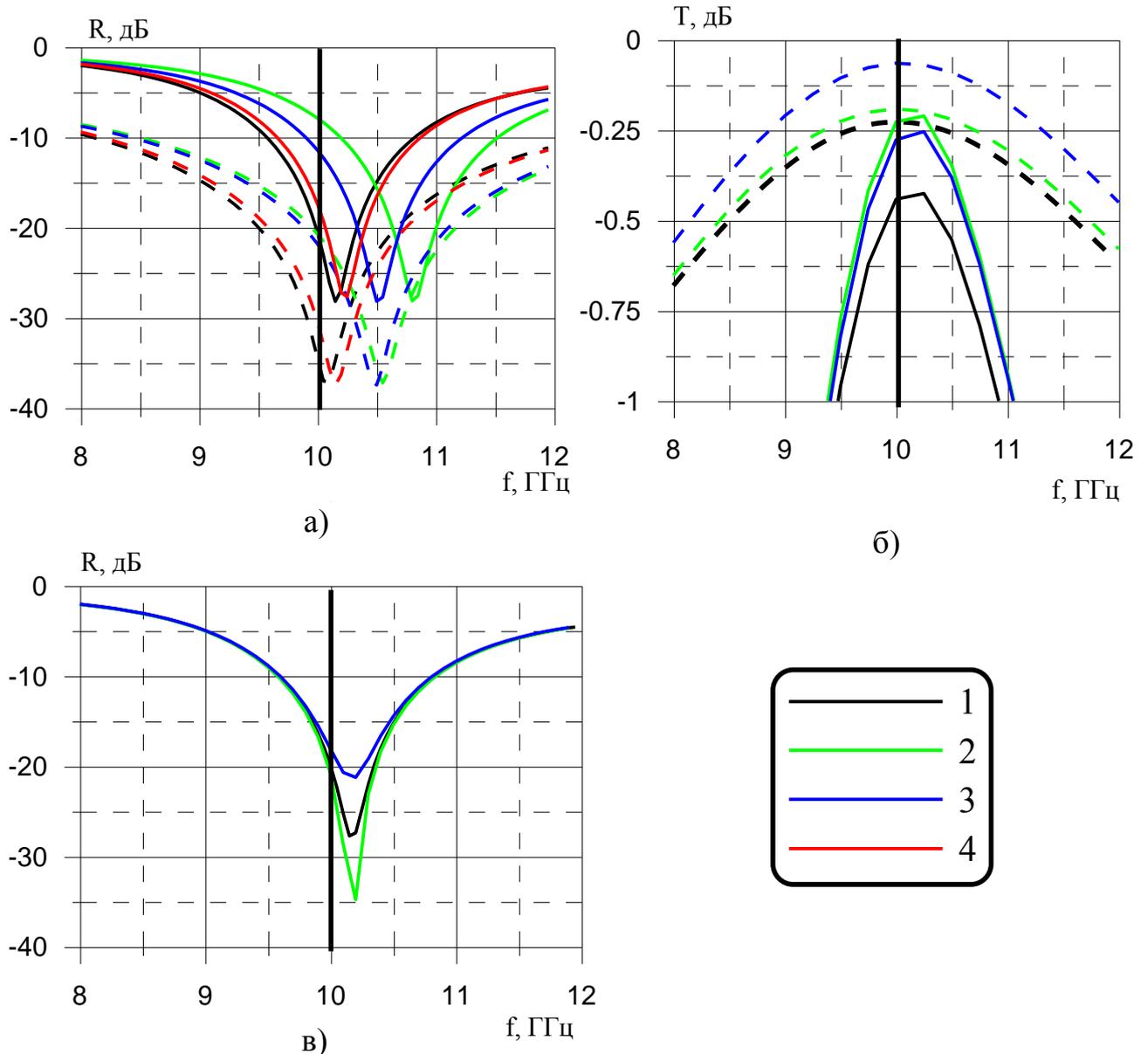


Рисунок 1.3 – Частотные зависимости КФ пятислойных стенок РПУ при угле падения  $75^0$ . Сплошные линии – перпендикулярная поляризация, пунктирные линии – параллельная поляризация

а) Зависимости КО для 4-х вариантов стенок:

1 -  $\varepsilon_1=\varepsilon_5=\varepsilon_3=3,2-j0,032$   $l_1=l_5=1,0\text{мм}$   $l_2=l_4=2,6\text{мм}$   $l_3=6,9\text{мм}$ ; 2- Такой же как 1, но  $l_1=l_5=0,8\text{мм}$ ;  
3 - Такой же как 1, но  $l_3=6,5\text{мм}$ ; 4 - Такой же как 1, но  $l_2=l_4=2,4\text{мм}$

б) Зависимости КП для 3-х вариантов стенок:

1 -  $\varepsilon_1=\varepsilon_5=\varepsilon_3=3,2-j0,032$   $l_1=l_5=1,0\text{мм}$   $l_2=l_4=2,6\text{мм}$   $l_3=6,9\text{мм}$ ;  
2- Такой же как 1, но  $\varepsilon_1=\varepsilon_5=3,2-j0$ ; 3- Такой же как 1, но  $\varepsilon_3=3,2-j0$

в) Зависимости КО для 3-х вариантов стенок:

1 -  $\varepsilon_1=\varepsilon_5=\varepsilon_3=3,2-j0,032$   $l_1=l_5=1,0\text{мм}$   $l_2=l_4=2,6\text{мм}$   $l_3=6,9\text{мм}$ ;  
2- Такой же как 1, но  $l_2=2,8\text{мм}$   $l_4=2,4\text{мм}$ ;  
3 - Такой же как 1, но  $l_2=2,4\text{мм}$   $l_4=2,8\text{мм}$

сдвиг частоты настройки почти в два раза больше. Таким образом, можно сделать вывод, что основное влияние на точность настройки стенки оказывают отклонения толщин слоёв обшивок. Кроме того, важно не забывать, что на внутреннюю и наружную поверхности любого обтекателя самолёта должно наноситься ЛКП, точность нанесения которого также существенно влияет на частоту настройки.

Радиотехническое качество материала, из которого изготавливается обтекатель, определяется диэлектрическими потерями. При разработке обтекателя важно знать, в каких слоях диэлектрические потери оказывают максимальное влияние на прозрачность стенки. На рисунке 1.3б сравниваются варианты стенки обтекателя при наличии потерь в диэлектрике (вариант 1), при наличии потерь только во внутреннем слое (вариант 2) и при наличии потерь только в слоях обшивки (вариант 3). Видно, что при перпендикулярной поляризации, на которой и происходят основные потери энергии ЭМВ, влияние потерь во внешних слоях значительно сильнее, чем во внутреннем слое, хотя диэлектрического материала там существенно меньше. При параллельной поляризации потери распределены равномерно по толщине стенки. Из этого можно сделать вывод, что при изготовлении стенки РПУ необходимо особенно тщательно следить за выбором и реализацией параметров внешних слоёв (обшивки). Это обстоятельство также обуславливает необходимость тщательного подбора материала для ЛКП, которое необходимо при реальной эксплуатации обтекателя. Необходимо учитывать, что электродинамические потери в слоях ЛКП будут заметно сказываться на снижении КП РПУ, хотя толщина ЛКП много меньше, чем толщина стенки.

Следует указать еще на один эффект, который может влиять на величину боковых лепестков ДН, формирование которых обусловлено отражением волны от стенки РПУ. На рисунке 1.3в приведены графики зависимости КО стенки с разными толщинами сот. При этом величина КП у всех трёх вариантов стенки одинакова. Как видно, при использовании сотового слоя с большей толщиной сот со стороны антенны уровень КО самый низкий. Этот эффект проявляется сильнее в области максимальной прозрачности стенки и тем сильнее, чем больше потери в материале плотных диэлектрических слоёв.

Как меняются радиотехнические свойства пятислойной стенки при несоблюдении оптимальности толщин слоёв можно увидеть на рисунке 1.4. Здесь представлены частотные зависимости при угле падения  $75^\circ$  и угловые зависимости на частоте 10 ГГц КФ трёх вариантов стенки на основе плотного материала с  $\varepsilon_{1,3,5} = 3,2 - j0,032$  и с диэлектрической проницаемостью сотовых слоёв  $\varepsilon_{2,4} = 1,1$ . Стенки всех трех вариантов настроены на частоту 10 ГГц. При этом параметры стенки варианта 1 оптимальные, их значения подобраны с помощью ЦФ (1.15). Стенки вариантов 2 и 3 отличаются уменьшенной и увеличенной толщиной центрального слоя соответственно. При этом для сохранения частоты настройки увеличены и уменьшены соответственно толщины сотовых слоев. Видно, что стенка с меньшей толщиной центрального слоя отличается более широкой полосой прозрачности (рисунок 1.4а), но при этом наблюдается высокий уровень отражения при небольших углах падения волны (рисунок 1.4б). Кроме того, наблюдаются большое отличие между угловыми зависимостями фазы КП при разных поляризациях падающей волны (рисунок 1.4б). Стенка с увеличенной толщиной центрального слоя характеризуется более узкой полосой прозрачности, но и меньшей разницей между угловыми зависимостями фазы КП при разных поляризациях падающей волны.

Из анализа данных на рисунке 1.4 можно сделать вывод, что РТХ пятислойной стенки с увеличенным центральным слоем и уменьшенными толщинами сотовых слоёв приближаются к характеристикам монолитной полуволновой стенки (с хорошими угловыми зависимостями фазы КП, но с узкой частотной полосой прозрачности). РТХ стенки с уменьшенным центральным слоем и увеличенными толщинами сотовых слоёв приближаются к характеристикам трёхслойной стенки (с широкой частотной полосой прозрачности, но с плохими угловыми зависимостями фазы КП).

Таким образом, даже из приведенных примеров видно как, учитывая влияние различных параметров стенки, можно целенаправленно управлять РТХ обтекателя в зависимости от приоритета значений КП, ширины рабочей полосы частот, максимальной величины угловой ОП или уровня боковых лепестков.

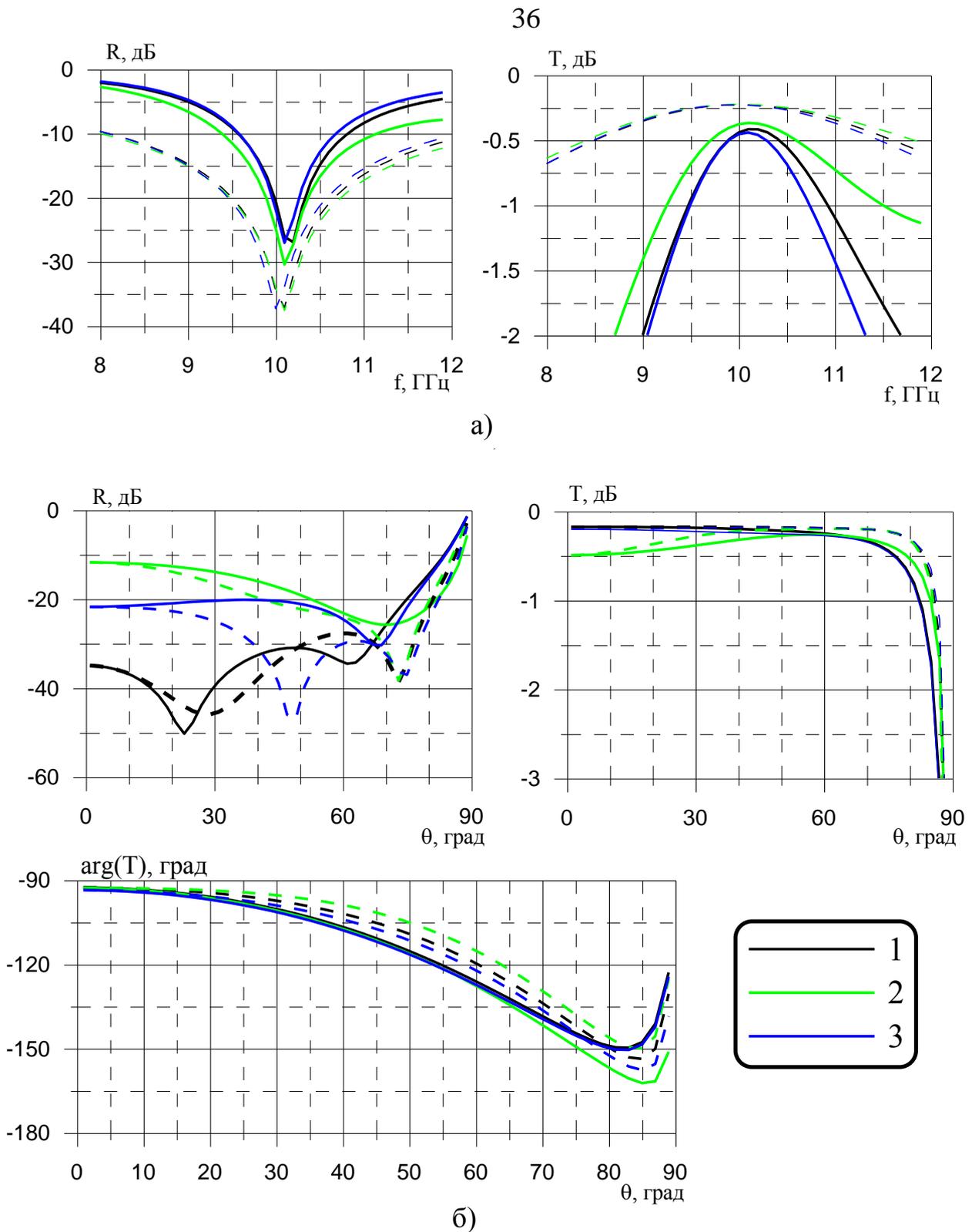


Рисунок 1.4 – Частотные а) при угле падения  $75^{\circ}$  и угловые б) на частоте  $f = 10$  ГГц зависимости КФ пятислойных стенок РПУ, где 1 -  $\varepsilon = 3,2 - j0,032$   $l_1 = l_5 = 1,0$  мм  $l_2 = l_4 = 2,6$  мм  $l_3 = 6,9$  мм; 2 -  $\varepsilon = 3,2 - j0,032$   $l_1 = l_5 = 1,0$  мм  $l_2 = l_4 = 4,0$  мм  $l_3 = 6,3$  мм; 3 -  $\varepsilon = 3,2 - j0,032$   $l_1 = l_5 = 1,0$  мм  $l_2 = l_4 = 2,0$  мм  $l_3 = 7,2$  мм. Сплошные линии – перпендикулярная поляризация, пунктирные линии – параллельная поляризация

При этом должен обеспечиваться также компромисс с учетом механических свойств и экономических затрат. С использованием разработанного программного обеспечения указанная задача может быть решена быстро и наиболее оптимально.

#### **1.4 Максимально достижимые радиотехнические характеристики пятислойной стенки**

Как было показано в п. 1.3, наибольшее влияние на электродинамические свойства пятислойной стенки оказывают параметры внешних слоёв (обшивки) и ЛКП. Разумно было бы выяснить, какие предельно достижимые характеристики обтекателя с такой стенкой можно достичь в зависимости от параметров обшивки.

Рассмотрим пример оптимизации параметров пятислойной стенки (см. рисунок В.1г) по формулам (1.15), (1.16). С учётом технологических возможностей параметры внешних слоёв  $\varepsilon_{1,5} = \varepsilon_{обш}$ ,  $l_{1,5} = l_{обш}$ , а также диэлектрическая проницаемость сотового материала  $\varepsilon_{2,4}$  считались постоянными (ВПП). В качестве ВИП были выбраны следующие параметры  $\varepsilon_3$ ,  $l_3$ ,  $l_{2,4}$ . Часто пятислойные стенки применяются для самолётных обтекателей в 3-х см диапазоне, поэтому для определенности в ЦФ (1.15) были выбраны частоты 9,5; 10,0 и 10,5 ГГц, а углы падения волны  $0^\circ$ ;  $37,5^\circ$ ;  $75^\circ$  (для остроконечных обтекателей сверхзвуковых самолетов углы падения волны на стенку обтекателя доходят до  $75^\circ$ ). Весовые коэффициенты были выбраны из практического опыта проектирования стенки осесимметричного обтекателя следующие:  $a = b = 1$ ,  $c = 1 \text{ рад}^{-1}$ .

На рисунке 1.5 представлены вычисленные оптимальные параметры пятислойной стенки в зависимости от толщин  $l_{1,5}$  и диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{1,5}$  слоёв обшивки. При этом  $\varepsilon_{2,4} = 1,1$ , что является обычной величиной для сотовых материалов, применяемых в производстве. При вычислении этих зависимостей использовался следующий принцип: начальным приближением для новой толщины обшивки являлось оптимальное решение для предыдущей толщины. Как оказалось, при изменении самого первого начального приближения вид графиков

зависимостей практически не менялся, что свидетельствует об отсутствии других локальных минимумов у ЦФ в данном диапазоне параметров.

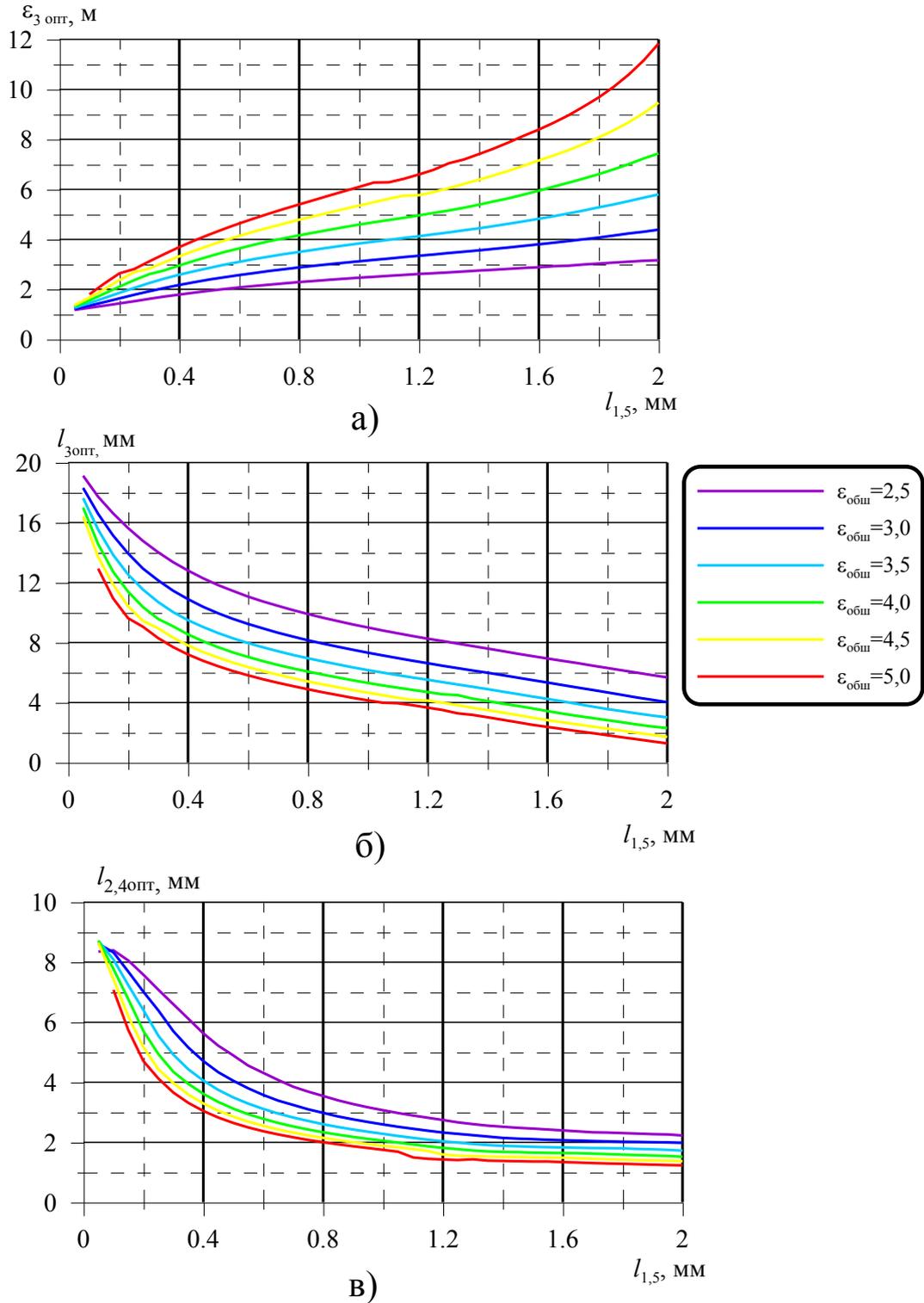
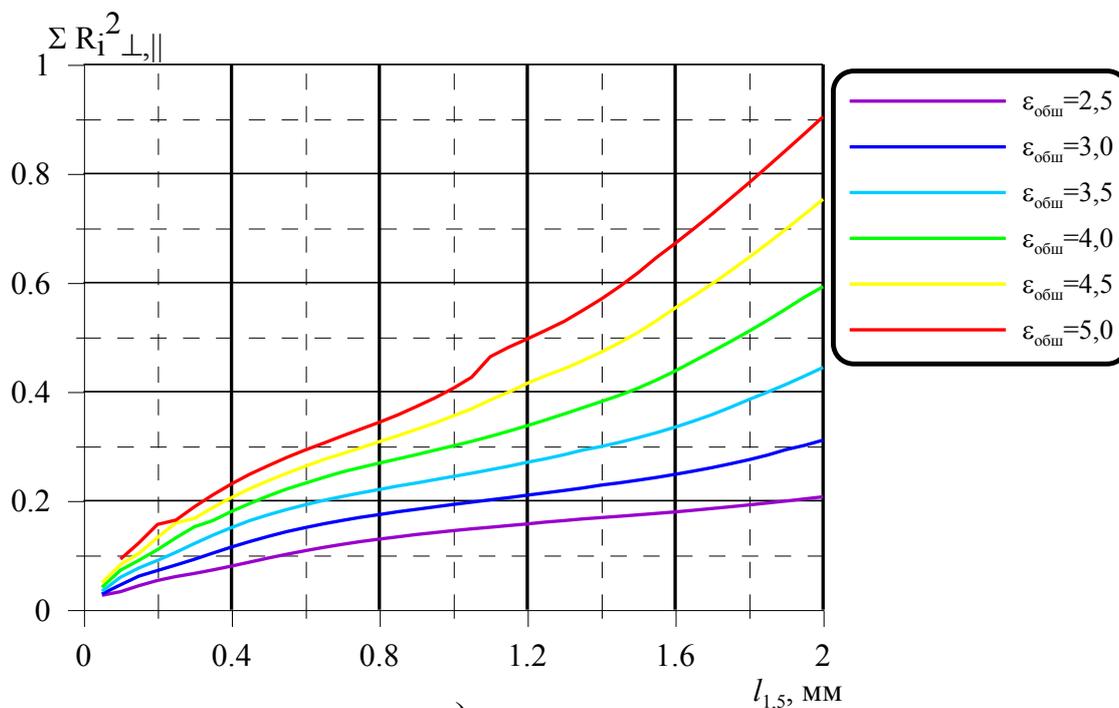


Рисунок 1.5 – Оптимальные параметры пятислойной стенки в зависимости от толщины и диэлектрической проницаемости обшивки: а) зависимость оптимальной диэлектрической проницаемости центрального слоя; б) зависимость оптимальной толщины центрального слоя; в) зависимость толщины сот

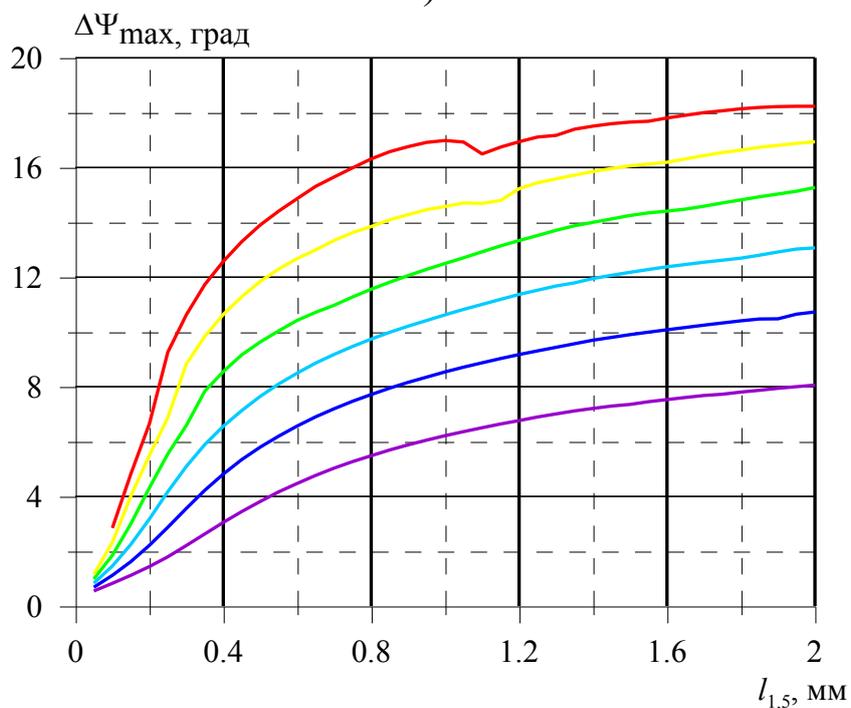
На рисунке 1.6 показаны значения слагаемых ЦФ (1.15) после процедуры оптимизации в зависимости от толщин  $l_{1,5}$  и диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{1,5}$  слоев обшивки. Значения слагаемых ЦФ могут служить индикатором качества получаемой стенки. Сумма квадратов КО характеризует широкополосность стенки, что будет сказываться на КП обтекателя в рабочей полосе частот. Величиной максимальной разности фаз КП ( $\Delta\psi$ ) при параллельной и перпендикулярной поляризациях падающей волны оцениваются фазовые искажения, которые влияют на величину ОП, а также сказываются на искажениях ДН в области ближних боковых лепестков.

Из анализа представленных результатов расчетов можно сделать вывод, что максимальная широкополосность (минимально достижимое значение суммы квадратов КО) почти линейно зависит как от толщин  $l_{1,5}$ , так и от значений  $\varepsilon_{1,5}$  слоев обшивки. Можно показать, что у стенок с равной величиной параметра слоев обшивки  $\xi = (\varepsilon_{1,5} - 1)l_{1,5}$  ширина рабочего диапазона частот одинакова. Для фазовых искажений ситуация другая. Зависимость  $\Delta\psi$  от  $l_{1,5}$  гораздо слабее, чем от  $\varepsilon_{1,5}$ . Из этого следует вывод, что для создания обтекателя с наилучшими характеристиками материал обшивки необходимо выбирать с минимальным значением диэлектрической проницаемости, при этом требуемая толщина должна учитываться в несколько меньшей степени.

Часто все плотные слои стенки РПУ выполняются из одного материала. На рисунках 1.7 и 1.8 показаны такие же зависимости, что и на рисунках 1.5 и 1.6, но при оптимизации только толщин слоев 2, 3, 4 при постоянной величине  $\varepsilon_3 = \varepsilon_{1,5}$ . Как видно из графиков, только для тех толщин обшивки, когда  $\varepsilon_3$  (рисунки 1.5 - 1.8) совпадает по значению с  $\varepsilon_{3opt}$ , качество стенок с  $\varepsilon_3 = \varepsilon_{обш}$  и  $\varepsilon_3 = \varepsilon_{зонт}$  приблизительно одинаковое. В других случаях все параметры получаются хуже. При этом либо резко снижается широкополосность (увеличивается значение суммы квадратов КО), либо увеличиваются фазовые искажения. Также можно сделать важный вывод, что параметры трехслойной стенки всегда будут хуже, чем у пятислойной стенки, так как в этом случае диэлектрическую проницаемость центрального слоя  $\varepsilon_3$  следует считать равной  $\varepsilon_{2,4}$  сотовых слоев, что сильно отличается от  $\varepsilon_{3opt}$ .



а)



б)

Рисунок 1.6 – Зависимости слагаемых ЦФ при оптимизации параметров пятислойной стенки в зависимости от толщины и диэлектрической проницаемости обшивки: а) зависимость суммы квадратов КО на частотах 9,5 – 10,0 – 10,5 ГГц при углах падения волны 0 – 37,5 – 75 градусов при параллельной и перпендикулярной поляризациях; б) зависимость максимальной разности нормированных фаз КП при разных поляризациях падающей волны

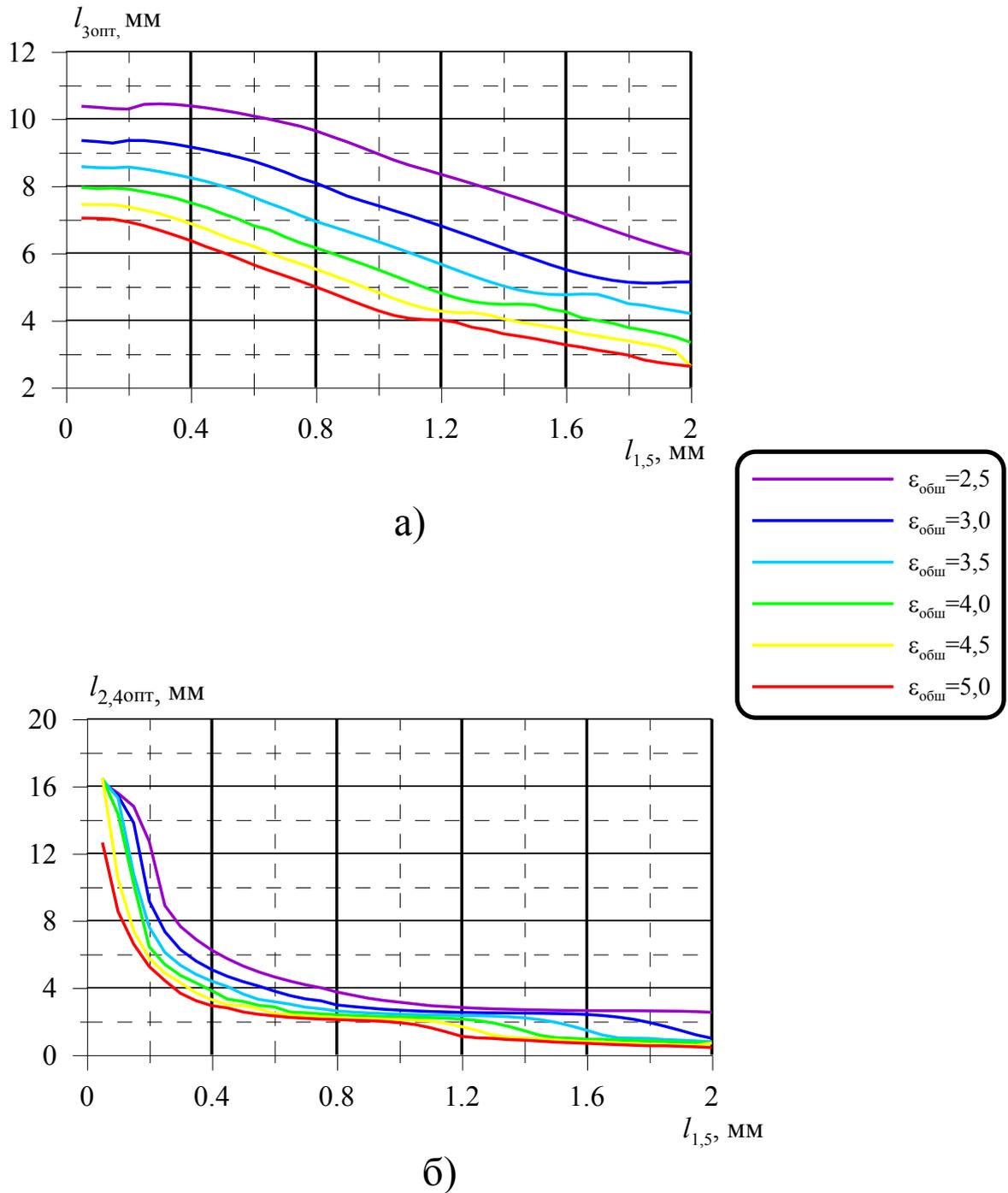


Рисунок 1.7 – Оптимальные параметры структуры пятислойной стенки в зависимости от толщины и диэлектрической проницаемости обшивки: а) зависимость оптимальной толщины центрального слоя; б) зависимость толщины

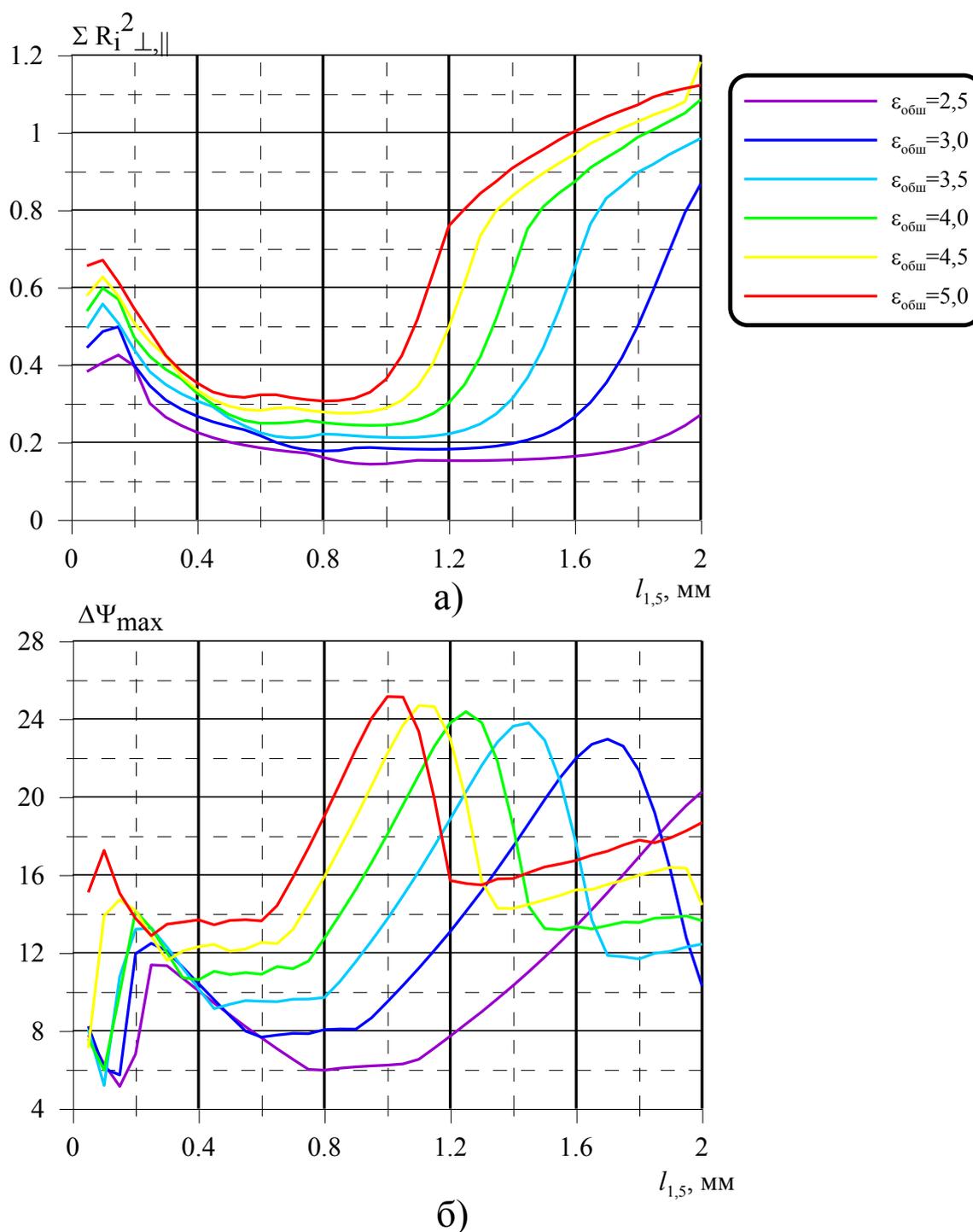


Рисунок 1.8 – Зависимости слагаемых ЦФ при оптимизации параметров пятислойной стенки в зависимости от толщины и диэлектрической проницаемости обшивки: а) зависимость суммы квадратов КО на частотах 9,5 – 10,0 -10,5 ГГц при углах падения волны 0 – 37,5 – 75 градусов при параллельной и перпендикулярной поляризациях; б) зависимость максимальной разности нормированных фаз КП при разных поляризациях падающей волны

Еще более высокими РТХ обладает стенка с переменной диэлектрической проницаемостью центрального слоя. Чтобы промоделировать параметры такой стенки, можно в модели для оптимизации в ВИП вместо одного центрального слоя задать несколько слоев с разными  $\varepsilon$ . Для примера центральный слой разделялся на три слоя с  $\varepsilon_3^1$ ,  $\varepsilon_3^2$  и  $\varepsilon_3^3$ . Так как в ЦФ добавилось еще четыре оптимизируемых величины (две толщины и две диэлектрические проницаемости), она будет обладать большим количеством локальных минимумов, что не позволит найти оптимальный вариант при начальном приближении, “далеком” от оптимального решения. Оказалось, что хорошие результаты получаются, если в качестве начальных приближений для каждой толщины обшивки использовать оптимальные параметры слоев, представленные на рисунке 1.5. Нужно заметить, что сходимость итерационного процесса (1.16) стала существенно медленнее, особенно при оптимизации диэлектрической проницаемости. На рисунке 1.9 представлены оптимальные параметры стенки с разделённым на три части центральным слоем, вычисленные в зависимости от толщины обшивки при диэлектрической проницаемости материала  $\varepsilon_{обш}=4,0$ .

На рисунке 1.10 представлены в сравнении графики зависимостей от толщины обшивки слагаемых ЦФ для стенки с центральным слоем с постоянной  $\varepsilon=\varepsilon_{3\text{опт}}$  и для стенки, когда  $\varepsilon_3$  центрального слоя меняется по толщине. Видно, что при тонкой обшивке (до 0,5мм) для  $\varepsilon_{обш}=4,0$  выигрыш незначительный при использовании центрального слоя с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_3$ , изменяющейся вдоль толщины (выигрыш будет незаметен в реальном обтекателе). При толщине обшивки от 0,5мм до 1,5мм улучшение параметров существенное, как по широкополосности, так и по разности фаз КП при разной поляризации.

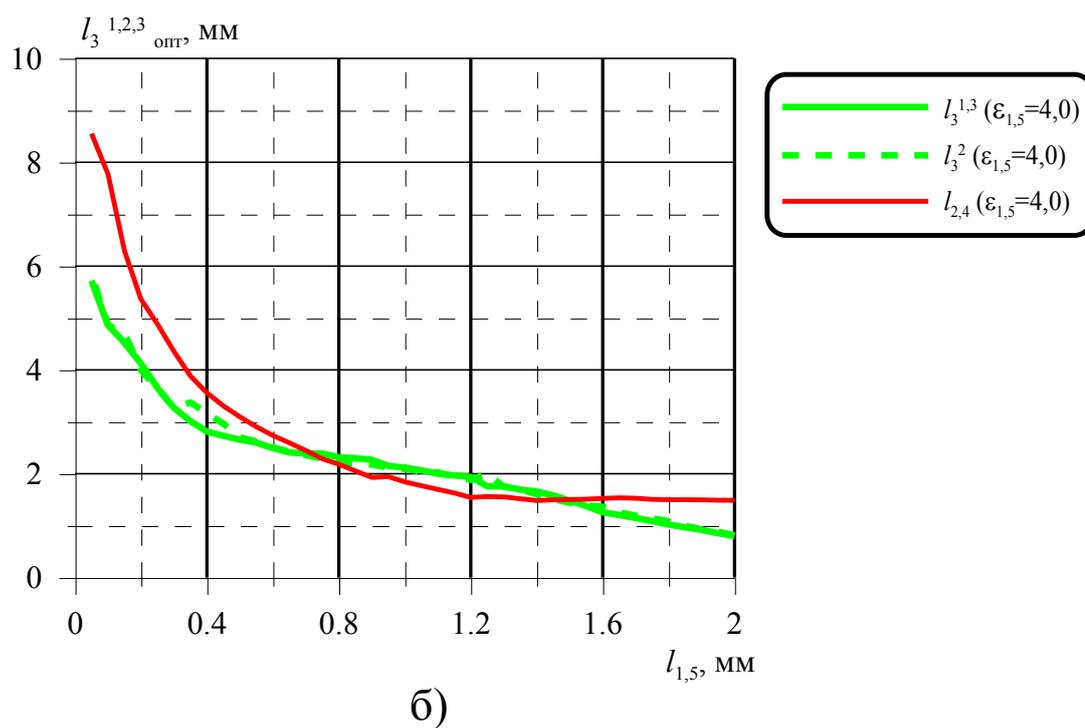
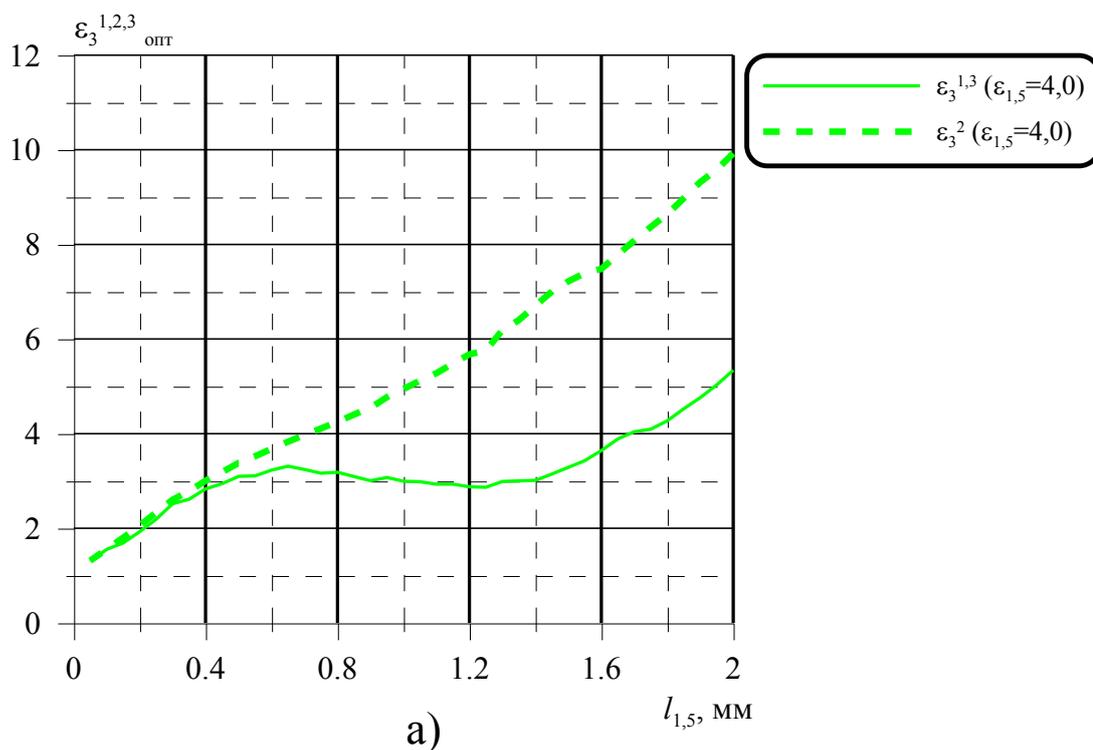


Рисунок 1.9 – Оптимальные параметры структуры пятислойной стенки с переменной диэлектрической проницаемостью центрального слоя в зависимости от толщины и диэлектрической проницаемости обшивки: а) зависимость оптимальной диэлектрической проницаемости центрального слоя; б) зависимость оптимальных толщин центрального слоя и сот

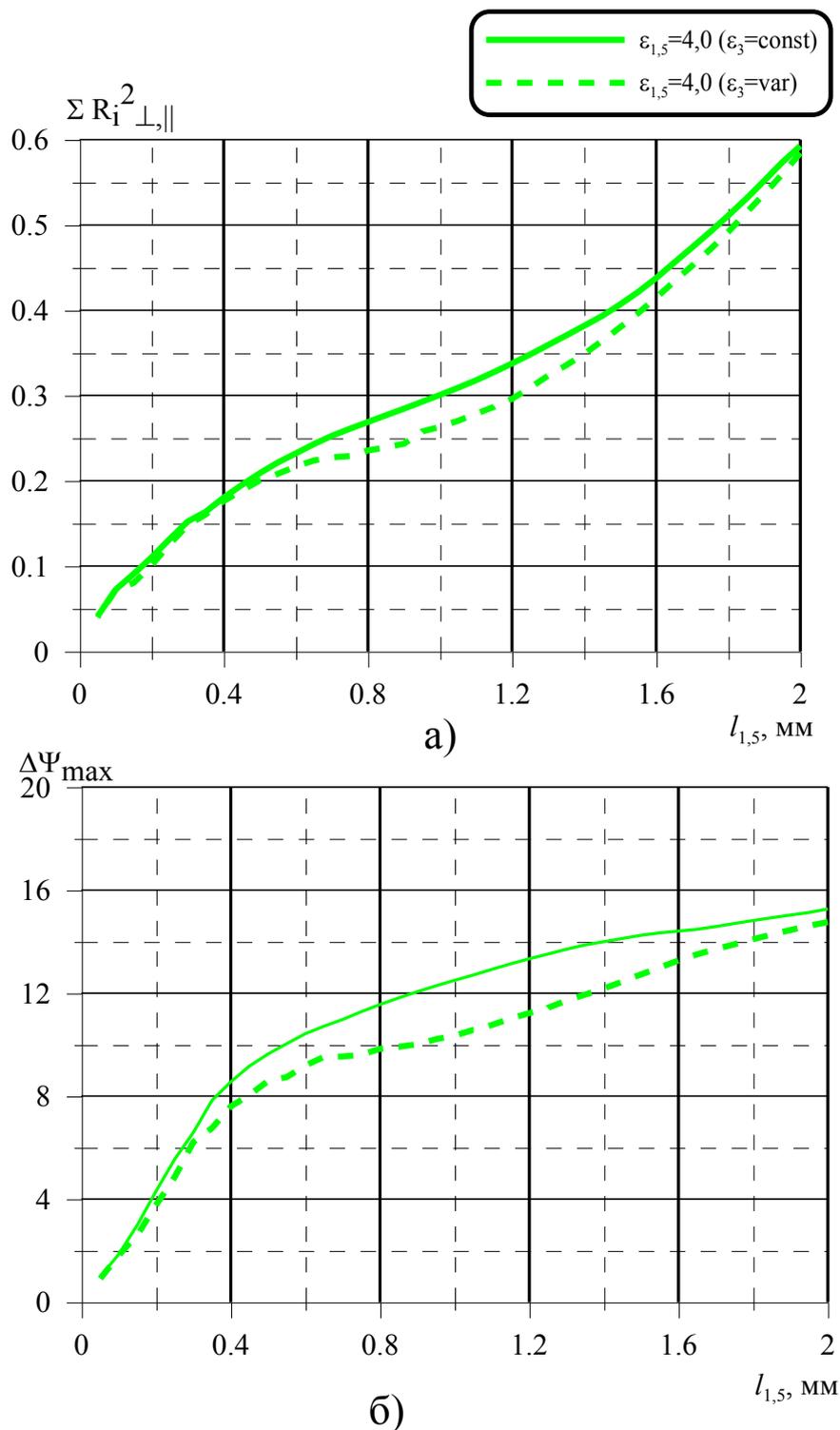


Рисунок 1.10 – Зависимости слагаемых ЦФ при оптимизации параметров пятислойной стенки в зависимости от толщины и диэлектрической проницаемости обшивки: а) зависимость суммы квадратов КО на частотах 9,5 – 10,0 – 10,5 ГГц при углах падения волны 0 – 37,5 – 75 градусов при параллельной и перпендикулярной поляризациях; б) зависимость максимальной разности нормированных фаз КП при разных поляризациях падающей волны

## 1.5 Метод физической оптики для анализа радиопрозрачных укрытий больших волновых размеров

Для оценки радиотехнического качества системы антенна – РПУ необходимо иметь электродинамическую модель, которая позволяла бы как можно точнее рассчитывать основные РТХ. Для анализа многослойных диэлектрических РПУ с большими электрическими размерами метод ИУ, который мог бы дать наиболее точный результат, не подходит. Расчёт можно провести приближенными методами, основанными на принципах ФО. Во введении проведен обзор наиболее известных методик физикооптического моделирования (названы 1-й, 2-й и 3-й методы), а также представлен подход, предлагаемый автором (4-й метод). Рассмотрим подробнее математические основы этих методик.

Начнем с рассмотрения 2-го метода, представленного в работе [18]. В каждой точке поверхность РПУ предполагается локально плоской, а падающее поле излучения антенны – плоской волной. Антенна моделируется апертурным распределением сторонних электрических и магнитных токов  $\vec{I}_A$  и  $\vec{M}_A$ . Для определения поля в каждой точке на внутренней поверхности РПУ находятся интегралы по апертуре антенны  $S_A$

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \int_{S_A} (k_0^2 + \text{grad div}) \vec{I}_A G(p, q) dS_A - \int_{S_A} \text{rot}(\vec{M}_A G(p, q)) dS_A; \quad (1.17)$$

$$\vec{H} = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \int_{S_A} (k_0^2 + \text{grad div}) \vec{M}_A G(p, q) dS_A + \int_{S_A} \text{rot}(\vec{I}_A G(p, q)) dS_A,$$

где  $q$  - точка интегрирования на  $S_A$ ;

$p$  - точка наблюдения на поверхности обтекателя;

$$G(p, q) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jk_0 r(p, q)}}{r(p, q)} - \text{ФГ свободного пространства};$$

$r(p, q)$  - расстояние от точки  $p$  до точки  $q$ ;

$\epsilon_0$  и  $\mu_0$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства.

Так как электрические размеры рассматриваемой системы велики, в каждой точке на внутренней поверхности РПУ падающее поле имеет ярко выраженную

поперечную составляющую, что и позволяет рассматривать это поле как плоскую ЭМВ. Единичный вектор  $\vec{k}_0$ , определяющий направление распространения такой волны, направлен вдоль действительной части вектора Пойнтинга (направление переноса энергии волны):

$$\vec{k}_0 = \text{Re} \left( \frac{\vec{P}}{|\vec{P}|} \right) = \text{Re} \left( \frac{\vec{E} \times \vec{H}^*}{|\vec{E} \times \vec{H}^*|} \right), \quad (1.18)$$

где \* - операция комплексного сопряжения.

Зная направление распространения и нормаль в каждой точке РПУ, плоскую волну можно разложить на две основные поляризационные составляющие: параллельную и перпендикулярную (рисунок 1.11а):

$$\vec{E}_\perp = (\vec{p}_\perp, \vec{E})\vec{p}_\perp, \quad \vec{E}_\parallel = (\vec{p}_\parallel, \vec{E})\vec{p}_\parallel, \quad \vec{H}_\perp = -(\vec{p}_\parallel, \vec{H})\vec{p}_\parallel, \quad \vec{H}_\parallel = (\vec{p}_\perp, \vec{H})\vec{p}_\perp, \quad (1.19)$$

где  $\vec{p}_\perp = \frac{\vec{k}_0 \times \vec{n}_0}{|\vec{k}_0 \times \vec{n}_0|}$  и  $\vec{p}_\parallel = \vec{k}_0 \times \vec{p}_\perp$  - векторы, определяющие направления электрическо-

го поля при перпендикулярной и параллельной поляризациях;

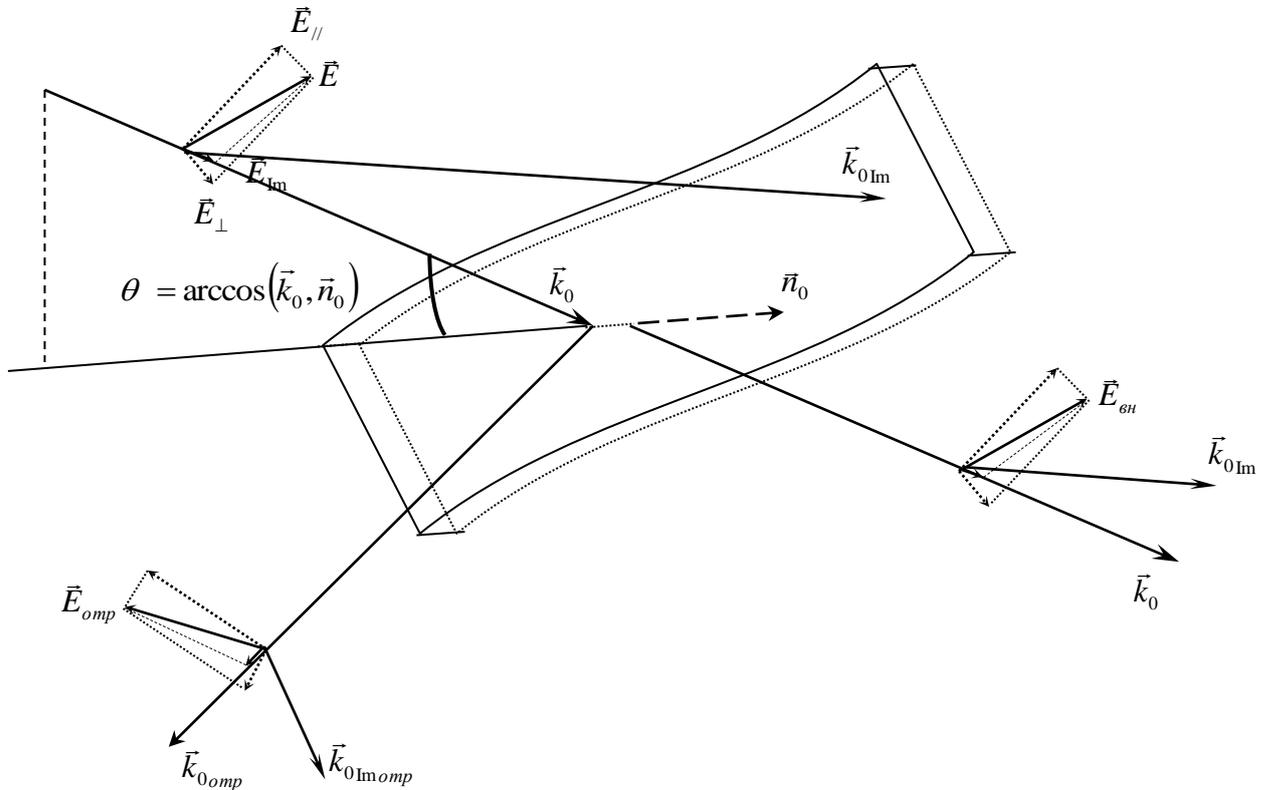
$\vec{n}_0$  - единичный вектор нормали в точке на поверхности РПУ, направленный наружу.

На рисунке 1.11а показан принцип разложения падающей от антенны волны по поляризационным составляющим в точке на поверхности РПУ.

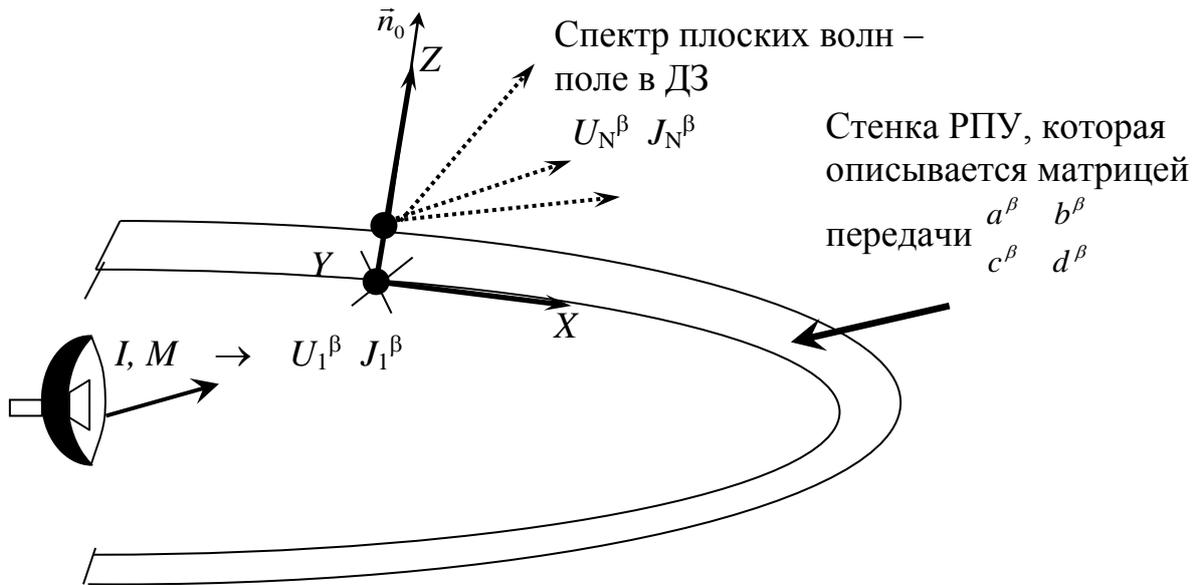
Так как РПУ находится не в ДЗ антенны, на его поверхности у поля кроме поперечных составляющих имеются еще и продольные составляющие  $\vec{E}_{\text{Im}}$  и  $\vec{H}_{\text{Im}}$  ( $\vec{E}_{\text{Im}} = \vec{E} - \vec{E}_\parallel - \vec{E}_\perp$ ,  $\vec{H}_{\text{Im}} = \vec{H} - \vec{H}_\parallel - \vec{H}_\perp$ ). Амплитуды этих составляющих тем меньше амплитуд поперечных составляющих поля, чем больше размеры системы. Наличие составляющих  $\vec{E}_{\text{Im}}$  и  $\vec{H}_{\text{Im}}$  нужно учитывать для уменьшения погрешности расчетов на границе применимости метода ФО. Направление распространения продольных составляющих поля выбирается вдоль мнимой части вектора Пойнтинга

$$\vec{k}_{0\text{Im}} = \text{Im}(\vec{P}) = \text{Im} \left( \frac{\vec{E} \times \vec{H}}{|\vec{E} \times \vec{H}|} \right). \quad (1.20)$$

Так как вдоль мнимой части вектора Пойнтинга происходит только колебание реактивной мощности, продольные составляющие поля раскладываются на две пары встречно-распространяющихся волн



а) представление поля антенны в каждой точке на поверхности РПУ локально плоской волной



б) представление поля антенны в каждой точке на поверхности РПУ элементарным излучателем

Рисунок 1.11 – Падение поля от антенны на стенку РПУ

$$\vec{E}_{\text{lm}} = \frac{\vec{E}'_{\text{lm}} + \vec{E}''_{\text{lm}}}{2}, \quad \vec{H}_{\text{lm}} = \frac{\vec{H}'_{\text{lm}} + \vec{H}''_{\text{lm}}}{2}, \quad (1.21)$$

где  $\vec{E}'_{\text{lm}}$  и  $\vec{H}'_{\text{lm}}$  - поля волны, направленной в сторону вектора  $\vec{k}_{0\text{lm}}$ ;

$\vec{E}''_{\text{lm}}$  и  $\vec{H}''_{\text{lm}}$  - поля волны, направленной в сторону вектора  $(-\vec{k}_{0\text{lm}})$ .

Можно показать, что составляющие поля антенны  $\vec{E}_{\text{lm}}$  и  $\vec{H}_{\text{lm}}$  в точке на поверхности РПУ приблизительно перпендикулярны вектору  $\vec{k}_{0\text{lm}}$ , то есть основная добавка к плоской волне в зоне РПУ, связанная с продольными составляющими поля, направлена вдоль мнимой части вектора Пойнтинга.

В итоге, для продольных составляющих падающей ЭМВ надо рассмотреть четыре плоские волны с равными амплитудами и фазами, но с разными направлениями распространения. Аналогично формулам (1.19) их можно разложить на параллельную и перпендикулярную поляризации, но для своего направления распространения  $\vec{k}_{0\text{lm}}$

$$\vec{p}_{\perp\text{lm}} = \frac{\vec{k}_{0\text{lm}} \times \vec{n}_0}{|\vec{k}_{0\text{lm}} \times \vec{n}_0|}, \quad \vec{p}_{\parallel\text{lm}} = \vec{k}_{0\text{lm}} \times \vec{p}_{\perp\text{lm}}, \quad (1.22)$$

$$\vec{E}_{\perp\text{lm}} = (\vec{p}_{\perp\text{lm}}, \vec{E}_{\text{lm}}) \vec{p}_{\perp\text{lm}}, \quad \vec{E}_{\parallel\text{lm}} = (\vec{p}_{\parallel\text{lm}}, \vec{E}_{\text{lm}}) \vec{p}_{\parallel\text{lm}}, \quad (1.23)$$

$$\vec{H}_{\perp\text{lm}} = -(\vec{p}_{\parallel\text{lm}}, \vec{H}_{\text{lm}}) \vec{p}_{\parallel\text{lm}}, \quad \vec{H}_{\parallel\text{lm}} = (\vec{p}_{\perp\text{lm}}, \vec{H}_{\text{lm}}) \vec{p}_{\perp\text{lm}}.$$

Углы падения ЭМВ в каждой точке РПУ для поперечных и продольных составляющих поля определяются по формулам

$$\theta = \arccos\left(\frac{\vec{k}_0 \cdot \vec{n}_0}{k_0 n_0}\right), \quad \theta_{\text{lm}} = \arccos\left(\frac{\vec{k}_{0\text{lm}} \cdot \vec{n}_0}{k_{0\text{lm}} n_0}\right). \quad (1.24)$$

Так как предполагалось, что в каждой точке поверхность РПУ локально плоская, то для нахождения полей на внешней поверхности РПУ необходимо знать КФ для бесконечной плоской диэлектрической структуры, аналогичной структуре стенки РПУ в точке наблюдения. Стенка может иметь различную структуру, включающую диэлектрические слои, а также металлические включения (ДР). Расчет КФ  $T_{\parallel}, T_{\perp}, R_{\parallel}, R_{\perp}$  для диэлектрических стенок осуществляется по формулам (1.14).

Далее поле с внутренней поверхности стенки с учетом её КП пересчитывается на внешнюю поверхность

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{вн.}} &= E_{//} \vec{p}_{//} T_{//}(\theta) + E_{\perp} \vec{p}_{\perp} T_{\perp}(\theta) + E_{//\text{Im}} \vec{p}_{//\text{Im}} \text{Re}(T_{//}(\theta_{\text{Im}})) + E_{\perp\text{Im}} \vec{p}_{\perp\text{Im}} \text{Re}(T_{\perp}(\theta_{\text{Im}})), \\ \vec{H}_{\text{вн.}} &= H_{\perp} \vec{p}_{//} T_{//}(\theta) + H_{//} \vec{p}_{\perp} T_{\perp}(\theta) + H_{\perp\text{Im}} \vec{p}_{//\text{Im}} \text{Re}(T_{//}(\theta_{\text{Im}})) + H_{\perp\text{Im}} \vec{p}_{\perp\text{Im}} \text{Re}(T_{\perp}(\theta_{\text{Im}})).\end{aligned}\quad (1.25)$$

При этом в математической модели точки внутренней и внешней поверхности стенки совмещаются, а значение КП домножается (нормируется) на  $e^{-jk_0 l_{\Sigma} \cos \theta}$  для учета набега фазы, который получает фронт волны, проходя в свободном пространстве расстояние, равное толщине стенки  $l_{\Sigma}$ , с учётом угла падения. Продольные составляющие поля в формуле (1.25) умножаются на действительную часть КП, так как они были разложены на две встречно-распространяющиеся волны. Значения КП для таких волн являются комплексно-сопряженными.

Определив на внешней поверхности стенки эквивалентные токи

$$\vec{I} = [\vec{H}_{\text{вн.}}, \vec{n}_0], \quad \vec{M} = [\vec{n}_0, \vec{E}_{\text{вн.}}], \quad (1.26)$$

по теореме эквивалентности можно рассчитать поля в любой точке внешнего пространства. В ДЗ при  $k_0 r \rightarrow \infty$  для нормированного на величину  $\frac{e^{-jk_0 r}}{r}$  вектора электрического поля имеем

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{1}{j\omega_0 \epsilon_0} \int_{S_{\text{обм}}} k_0^2 (\vec{I} - (\vec{I}, \vec{k}) \vec{k}) e^{jR(q)} ds - k_0 \int_{S_{\text{обм}}} [\vec{k}, \vec{M}] e^{jR(q)} ds \right], \quad (1.27)$$

где  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$  - единичный вектор, определяющий направление распространения волны в декартовой системе координат;

$q = (x', y', z')$  - точка интегрирования на внешней поверхности обтекателя;

$$R(q) = k_0 (x'k_x + y'k_y + z'k_z).$$

Для учета отражений от стенки РПУ необходимо ввести аналогично формулам (1.25) и (1.26) эквивалентные токи, связанные с отражёнными полями на внутренней поверхности обтекателя. Для этого в (1.25) значения КП заменяются на значения КО

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{omp}} &= E_{//} \vec{p}_{//\text{omp}} R_{//}(\theta) + E_{\perp} \vec{p}_{\perp\text{omp}} R_{\perp}(\theta) + E_{//\text{Im}} \vec{p}_{//\text{ompIm}} \text{Re}(R_{//}(\theta_{\text{Im}})) + E_{\perp\text{Im}} \vec{p}_{\perp\text{ompIm}} \text{Re}(R_{\perp}(\theta_{\text{Im}})), \\ \vec{H}_{\text{omp}} &= H_{\perp} \vec{p}_{//\text{omp}} R_{//}(\theta) + H_{//} \vec{p}_{\perp\text{omp}} R_{\perp}(\theta) + H_{\perp\text{Im}} \vec{p}_{//\text{ompIm}} \text{Re}(R_{//}(\theta_{\text{Im}})) + H_{\perp\text{Im}} \vec{p}_{\perp\text{ompIm}} \text{Re}(R_{\perp}(\theta_{\text{Im}})),\end{aligned}\quad (1.28)$$

где  $\vec{p}_{\perp\text{omp}} = \frac{\vec{k}_{0\text{omp}} \times \vec{n}_0}{|\vec{k}_{0\text{omp}} \times \vec{n}_0|}$ ;

$$\vec{P}_{//omp} = \vec{k}_{0omp} \times \vec{P}_{\perp omp};$$

$$\vec{k}_{0omp} = \vec{k}_0 - 2(\vec{k}_0, \vec{n}_0)\vec{n}_0.$$

В выражениях для эквивалентных токов используется нормаль, направленная внутрь РПУ ( $-\vec{n}_0$ )

$$\vec{I}_{omp} = -[\vec{H}_{omp}, \vec{n}_0], \quad \vec{M}_{omp} = -[\vec{n}_0, \vec{E}_{omp}]. \quad (1.29)$$

Далее для нахождения поля в ДЗ, обусловленного отражением от стенки, надо повторить процедуру нахождения токов на внешней поверхности по формулам (1.17)-(1.26), но в (1.17) вместо  $\vec{I}_A$  и  $\vec{M}_A$  подставить  $\vec{I}_{omp}$  и  $\vec{M}_{omp}$ , а интегрирование проводить не по апертуре  $S_A$ , а по внутренней поверхности стенки РПУ  $S_{обт}$ . Так как точки интегрирования и наблюдения теперь лежат на одной поверхности, при интегрировании надо учитывать особенность ФГ. В одном из приемов устранения особенности в подынтегральном выражении точки поверхности интегрирования и наблюдения разносятся на небольшое расстояние.

Кроме того, что описанный метод позволяет рассчитать поле в ДЗ системы антенна – РПУ, геометрические размеры которой могут составлять десятки и даже сотни длин волн, он используется для оценки значений углов, под которыми падает ЭМВ на различные участки стенки при разных углах сканирования антенны. Также метод позволяет определять области засветки: поток проходящей мощности через определенный участок поверхности РПУ. Все эти данные могут быть полезными при проектировании РПУ.

Как показала практика расчетов, применение изложенного выше подхода (2-й метод), в котором из-за совмещения внутренней и внешней поверхности обтекателя значения КП стенки необходимо домножать на величину, учитывающую фазовый набег волны в свободном пространстве, позволяет достаточно точно рассчитывать суммарные диаграммы направленности (СДН) системы антенна – РПУ и, следовательно, КП РПУ. К сожалению, в таком подходе не учитываются эффекты преломления и смещения поля антенны при прохождении диэлектрической стенки, что приводит к существенным погрешностям при расчёте ОП. Для более точного расчета ОП следует применять ненормированные значения КП стенки, а внутрен-

ную и внешнюю поверхности РПУ при моделировании необходимо разносить по нормали на расстояние  $l_z$ . В этом и заключается главное отличие 2-го и 3-го методов электродинамического моделирования системы антенна – РПУ, о которых говорилось во введении диссертации. В 3-м методе [19] частично учитывается преломление волны при прохождении стенки РПУ, что и позволяет в некоторых случаях достаточно точно рассчитывать ОП. Однако с помощью 3-го метода не удаётся достаточно точно рассчитывать КП РПУ, также оказывается очень неточным расчёт ОП в некоторых секторах сканирования, особенно для РПУ, стенки которых сделаны из диэлектрика с малой диэлектрической проницаемостью.

Более точно РТХ обтекателей могут быть рассчитаны, если использовать предложенный в диссертации 4-й метод моделирования.

По точным формулам (1.17) рассчитывается поле антенны в каждой точке на внутренней поверхности РПУ и вводятся эквивалентные токи по формуле (1.26) с учётом, что  $\vec{n}_0$  - внешняя нормаль к поверхности стенки. В каждой точке на внутренней поверхности РПУ вводится локальная система координат  $(1x, 1y, 1z)$  с осью  $Z$ , направленной вдоль  $\vec{n}_0$  (рисунок 1.11б). Определяются величины  $I_x = (\vec{I}, 1x)$ ,  $I_y = (\vec{I}, 1y)$ ,  $M_x = (\vec{M}, 1x)$ ,  $M_y = (\vec{M}, 1y)$  - проекции эквивалентных токов на оси локальной системы координат. С учётом того, что на поверхности стенки рассматривается небольшая по сравнению с длиной волны окрестность точки  $dS$ , в пределах которой компоненты эквивалентных токов  $I_{x,y}$ ,  $M_{x,y}$  изменяются незначительно, спектры этих компонентов  $I_{x,y}$  и  $M_{x,y}$  в пространственной области принимаются постоянными (не зависят от пространственных частот  $\chi_{1,2}$ ) и могут быть записаны в виде  $I_{x,y} = I_{x,y} dS$ ;  $M_{x,y} = M_{x,y} dS$ .

Вводятся эквивалентные источники напряжения электрического и магнитного типов в эквивалентной схеме на рисунке 1.2

$$2U_1^E = \frac{j}{|\chi|^2} (\chi_2 M_x - \chi_1 M_y) - \frac{jW_0^E}{|\chi|^2} (\chi_1 I_x + \chi_2 I_y), \quad (1.30)$$

$$2U_1^M = -\frac{j}{|\chi|^2} (\chi_1 M_x + \chi_2 M_y) - \frac{jW_0^M}{|\chi|^2} (\chi_2 I_x - \chi_1 I_y),$$

где  $\chi_{1,2}$  - пространственные частоты, связанные с углами распространения волны  $\theta_{\text{лок}}$   $\varphi_{\text{лок}}$  в локальной системе координат, которые могут быть найдены из геометрических соотношений локальной системы координат и направления распространения волны во внешнем пространстве.

Токи и напряжения на выходе схемы на рисунке 1.2 после N- го слоя могут быть записаны в следующем виде:

$$U_N^E = U_1^E \frac{Z_{1\text{ex}}^E W_0^E}{Z_{1\text{ex}}^E + W_0^E} \frac{1}{a_\Sigma^E W_0^E + c_\Sigma^E}, \quad J_N^E = \frac{U_N^E}{W_0^E}, \quad (1.31)$$

$$U_N^M = U_1^M \frac{Z_{1\text{ex}}^M W_0^M}{Z_{1\text{ex}}^M + W_0^M} \frac{1}{a_\Sigma^M W_0^M + c_\Sigma^M}, \quad J_N^M = \frac{U_N^M}{W_0^M},$$

где  $a_\Sigma^\beta$  и  $c_\Sigma^\beta$  - элементы матрицы передачи (1.13), описывающей многослойный диэлектрик (стенку РПУ), а остальные параметры были введены в п. 1.1.

Зная токи и напряжения на выходе эквивалентной длинной линии, можно найти спектры составляющих электрического поля  $\vec{E}_{x,y,z}$  на внешней стороне стенки РПУ в локальной системе координат

$$\vec{E}_x = -j(\chi_1 U_N^E + \chi_2 U_N^M), \quad (1.32)$$

$$\vec{E}_y = -j(\chi_2 U_N^E - \chi_1 U_N^M),$$

$$\vec{E}_z = \frac{-|\chi|^2}{j\omega\epsilon_0} J_N^E.$$

В итоге, зная спектр электрического поля  $\vec{E} = 1x\vec{E}_x + 1y\vec{E}_y + 1z\vec{E}_z$  на внешней поверхности РПУ, можно, не делая обратное преобразование Фурье, сразу найти поле излучения в ДЗ, нормированное на величину  $\frac{e^{-jk_0 r}}{r}$ , элементарной площадки  $dS$  на поверхности обтекателя

$$\vec{E} = \frac{j\vec{E}\gamma}{2\pi} \exp(jR(q) + jk_0 l_\Sigma \cos \theta_{\text{лок}}) \frac{4\pi}{j\omega\epsilon_0}. \quad (1.33)$$

Полное поле в ДЗ системы антенна – РПУ будет суммой всех полей от каждой элементарной площадки на его поверхности.

Таким образом, в рассмотренном алгоритме использованы два приближения. Первое – указанная выше неизменность компонентов эквивалентных токов  $I_{x,y}$ ,  $M_{x,y}$  в пределах элементарной площадки  $dS$ , второе (неявное применение приближения ФО) – замена произвольной формы стенки в каждой точке плоской структурой, параметры которой используются в формулах (1.31) при пересчете поля на внешнюю поверхность РПУ.

В формуле (1.33) наличием второго слагаемого в степени экспоненты также как и во 2-м методе прошедшее поле нормируется на набег фазы волны, проходящей в свободном пространстве расстояние  $l_{\Sigma}$ , что позволяет совмещать внешнюю и внутреннюю поверхности стенки РПУ. В отличие от 2-го метода такое преобразование спектра поля является абсолютно точным.

Из формул (1.30)-(1.33) видно, что для определения поля в ДЗ не требуется нахождение полей на внешней стороне стенки РПУ, а необходимо вычислить только их спектры. Это позволяет достаточно быстро рассчитывать поле в ДЗ в любом направлении.

В случае, когда внешняя нормаль  $\vec{n}_0$  и направление распространения волны  $\vec{k}$  образуют угол больше  $90^\circ$ , при вычислении параметров эквивалентной длинной линии нужно принять угол падения равным  $(180^\circ - \theta_{лок})$ , а локальную систему координат повернуть на  $180^\circ$  вокруг оси X или Y так, чтобы координата Z локальной системы координат была направлена в противоположную сторону относительно внешней нормали к поверхности обтекателя.

Токи на внутренней поверхности стенки, обусловленные отражением ЭМВ от стенки РПУ, можно найти с помощью 2-го метода, а пересчитывать их на внешнюю поверхность лучше с помощью 4-го метода.

В 4-м методе расчёта РТХ системы антенна – РПУ учитываются не только амплитудные и фазовые искажения ЭМВ при прохождении через стенку РПУ, но и эффект преломления фронта волны. Это позволяет точнее рассчитывать все характеристики системы антенна – РПУ.

Для сравнения точности расчетов по 2-му, 3-му и 4-му методам использовались результаты измерений основных РТХ системы антенна – носовой остроконеч-

ный обтекатель. Форма обтекателя представлена на рисунке 1.12. Обтекатель имел оптимальную стенку пятислойной конструкции (рисунок В.1г) из слоёв стеклопластика, с внешним и внутренним ЛКП. Антенна представляла собой круглую апертуру с диаметром  $D_A$  приблизительно равным одному метру, на которой в расчетах задавалось максимально приближенное к реальному амплитудно-фазовое распределение поля фазированной антенной решеткой. Геометрия обтекателя задавалась в виде трехмерной модели в графическом редакторе ACAD2000.

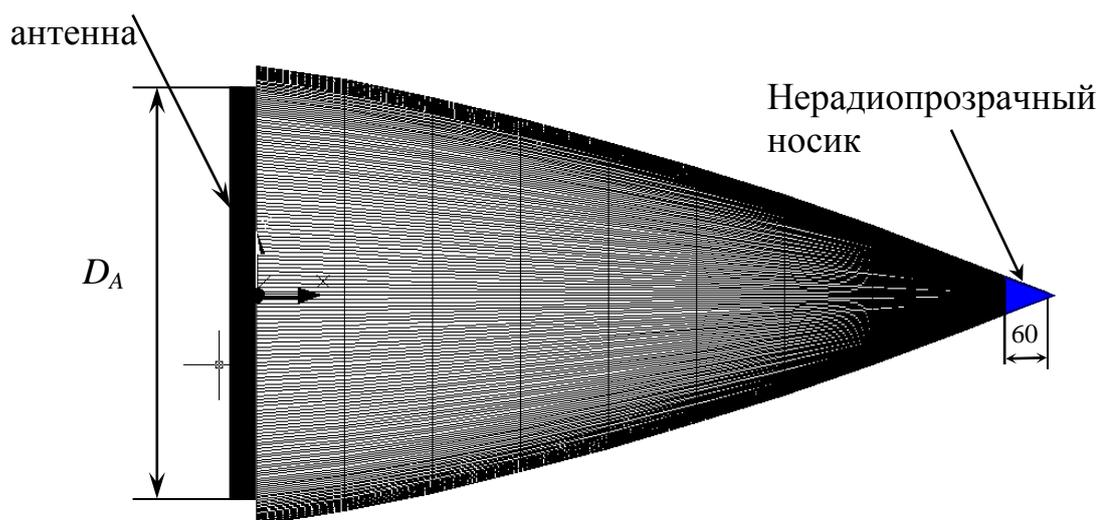


Рисунок 1.12 - Модель системы антенна - обтекатель

На рисунке 1.13 сравниваются рассчитанные тремя методами и экспериментальные зависимости КП и ОП от угла сканирования в плоскостях Е и Н на центральной частоте  $f_C$  рабочего диапазона частот. При этом значения КП и ОП определялись как

$$КП = E_O - E_A; \quad \Delta_\theta = \theta_O - \theta_A; \quad \Delta_\varphi = \varphi_O - \varphi_A, \quad (1.34)$$

где  $E_O$  и  $\theta_O$  ( $\varphi_O$ ) – максимальное значение СДН (в дБ) и положение минимума в Е(Н)-плоскости разностной диаграммы направленности (РДН) антенны с обтекателем;

$E_A$  и  $\theta_A$  ( $\varphi_A$ ) – максимальное значение СДН (в дБ) и положение минимума в Е(Н)-плоскости РДН антенны без обтекателя.

Видно, что вычисленные по 2-му и 4-му методу угловые зависимости КП практически не отличаются друг от друга и хорошо совпадают с результатами измерений. Рассчитанные по 2-му методу угловые зависимости ОП приближаются к

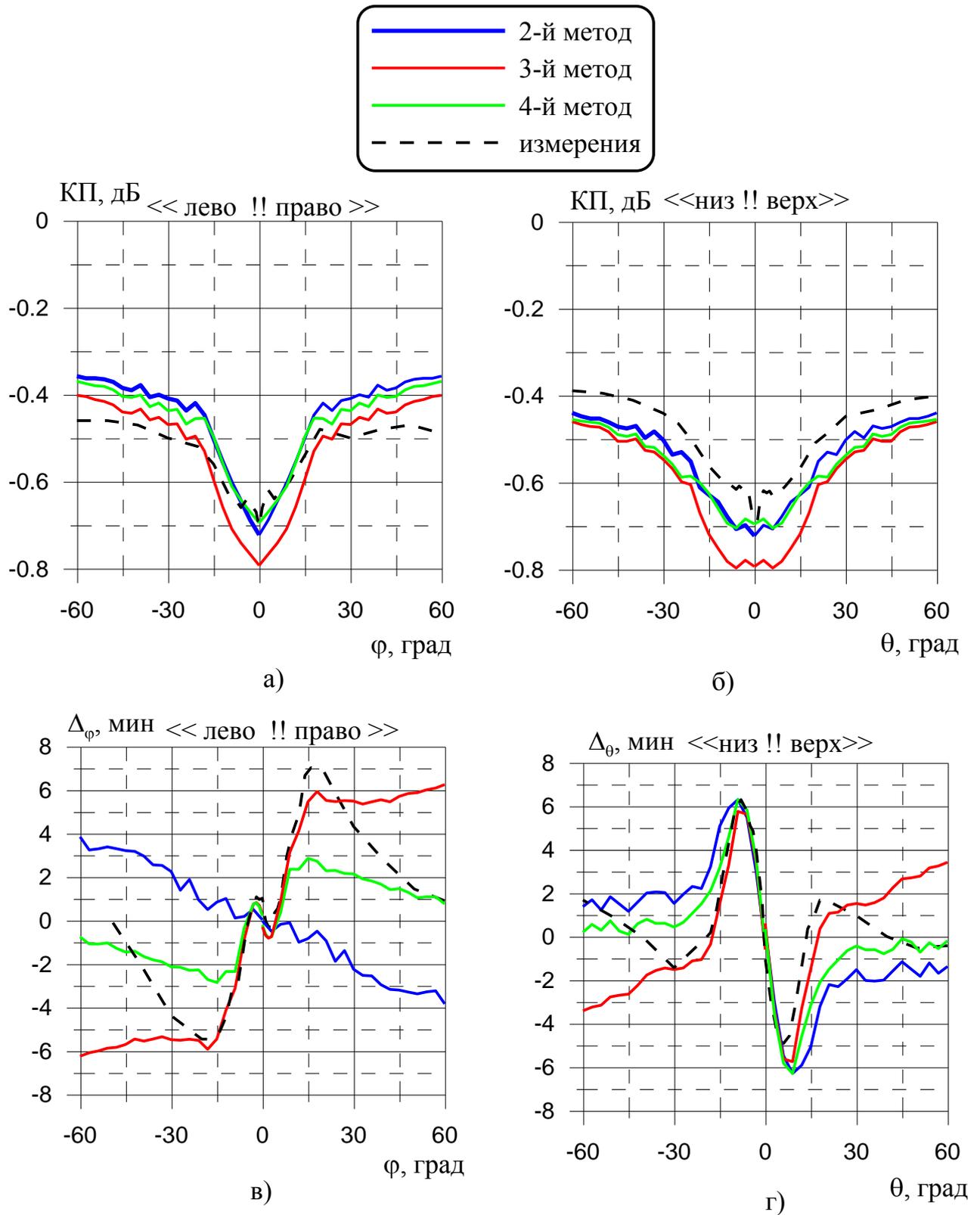


Рисунок 1.13 – Зависимости от угла сканирования основных РТХ системы антенна – обтекатель (Рисунок 1.12) на частоте  $f_c$ : а) КП в плоскости Н; б) КП в плоскости Е; в) ОП в плоскости Н; г) ОП в плоскости Е

экспериментальным только в Е-плоскости в небольшом секторе углов сканирования  $\theta \approx -10^\circ \dots +10^\circ$ . Особенно сильно отличаются измеренная и рассчитанная по 2-му методу угловые зависимости ОП в Н-плоскости, где основное влияние на величину ОП оказывает преломление волны при прохождении стенки обтекателя. Рассчитанные по 3-му методу угловые зависимости ОП совпадают с результатами измерений в обеих главных плоскостях лишь в секторе углов сканирования  $\theta = -30^\circ \dots +30^\circ$ ,  $\varphi = -30^\circ \dots +30^\circ$ . Рассчитанные же по 4-му методу зависимости ОП наиболее близки к результатам измерений при всех углах сканирования.

На рисунке 1.14 приведены измеренные и вычисленные по 2-му и 4-му методам СДН системы антенна – обтекатель (см. рисунок 1.12) на верхней частоте  $f_B$  рабочего диапазона частот. Для правильного расчёта СДН необходимо как можно точнее задавать распределение первичного поля на апертуре антенны. Чтобы точнее воспроизвести условия эксперимента при задании исходных данных для расчёта ДН, автором разработана методика коррекции первичного поля по результатам измерения СДН антенны без обтекателя в двух главных плоскостях [47]. В результате такой процедуры становится возможным более корректно сравнивать расчетные и экспериментальные результаты. При расчете рассматриваемых СДН (см. рисунок 1.14) использовалась указанная методика коррекции первичного поля. Так как стенка экспериментального обтекателя была настроена на более низкую частоту (это связано с погрешностями в воспроизведении параметров слоев стенки и подтверждается сравнением его РТХ с РТХ других серийных обтекателей), в расчётах толщина внутреннего слоя ЛКП была увеличена на 0,1 мм. Результаты расчёта и эксперимента хорошо совпадают, в том числе правильно воспроизводятся влияние обтекателя на искажения первых боковых лепестков СДН, увеличение уровня дальних боковых лепестков (связанные с сильным отражением волны от стенки обтекателя на краях рабочего диапазона частот в Н-плоскости).

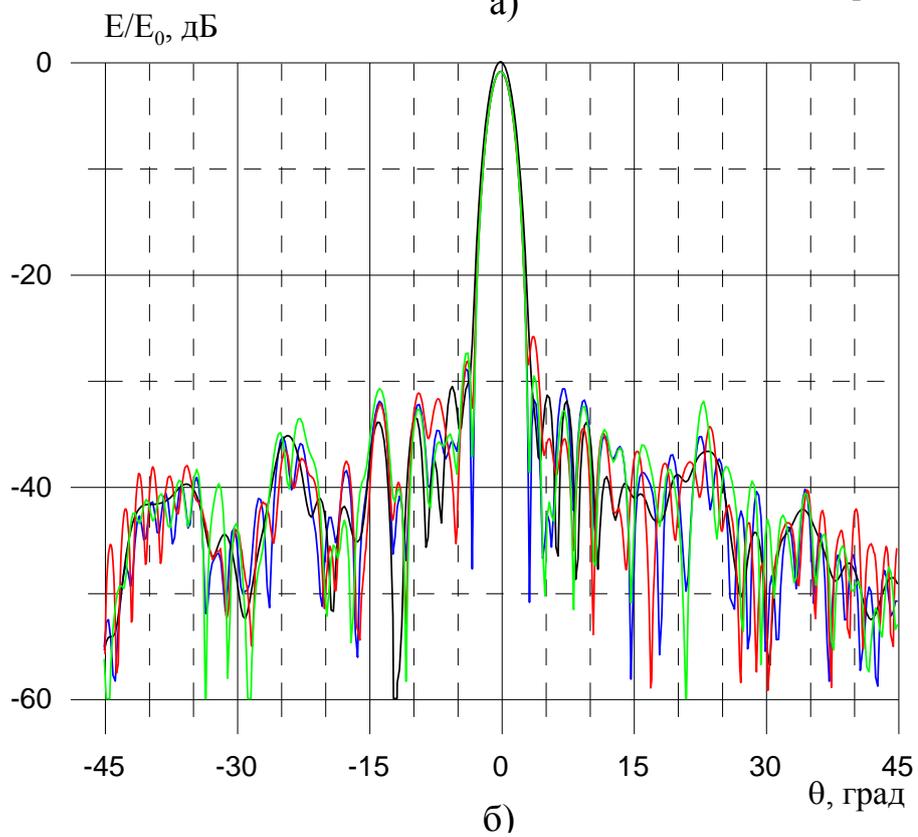
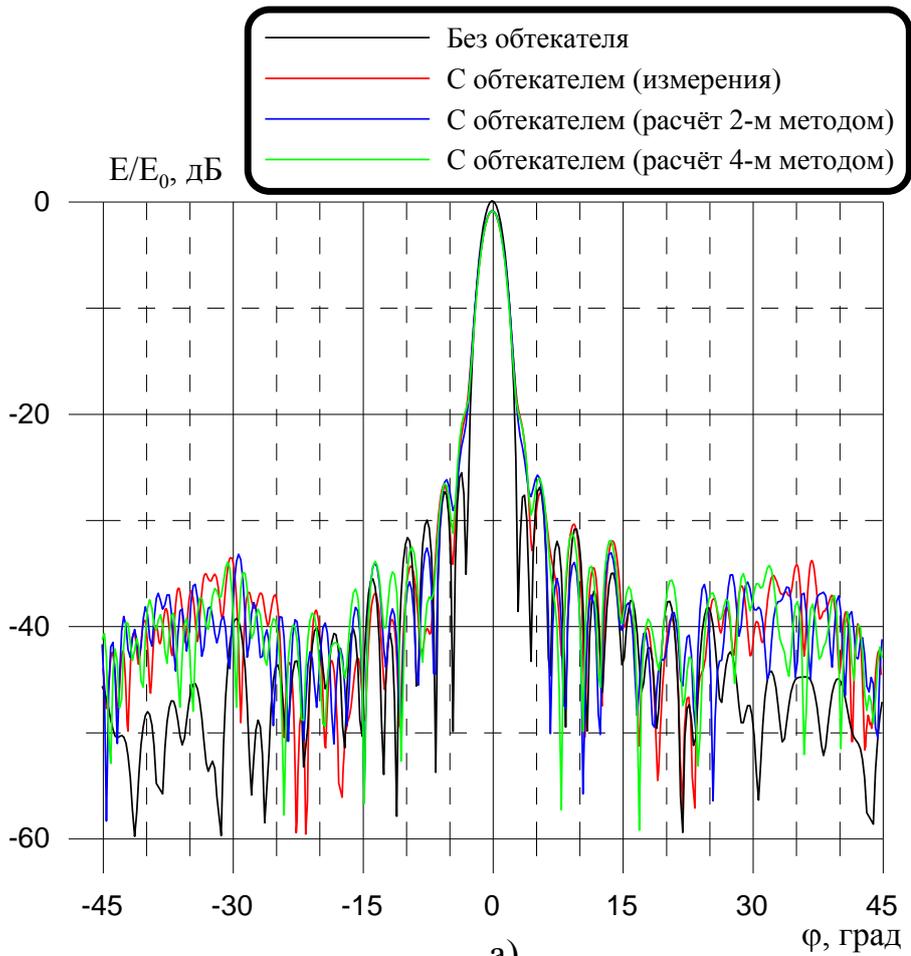


Рисунок 1.14 – СДН системы антенна – обтекатель а) в Н плоскости и б) в Е плоскости

Так как в процессе производства неизбежны погрешности в реализации параметров стенок, существует разброс измеренных значений РТХ разных обтекателей. Из сравнения результатов измерений РТХ серии обтекателей был сделан вывод, что 4-й метод расчёта РТХ системы антенна – обтекатель является наиболее точным.

Особое внимание следует уделить наличию излома в зависимости ОП от угла сканирования в плоскости Н вблизи оси обтекателя. На величину этого излома влияет размер нерадиопрозрачного носика обтекателя. В литературе (например, [14]) подчеркивается, что РТХ обтекателя при сканировании вблизи носика необходимо рассчитывать с применением точного метода ИУ. Как видно из данных на рисунке 1.13, для рассмотренного типа обтекателя 3-й и 4-й приближённые методы, основанные на принципах ФО, также хорошо описывают угловые зависимости РТХ при сканировании вблизи оси обтекателя.

### **1.6 Снижение ошибки пеленга носового обтекателя самолёта с помощью компенсационного слоя переменной толщины**

Одной из важных характеристик РПУ является вносимая им угловая ОП. Для некоторых форм РПУ максимальные значения ОП достигают очень больших значений. Основным способом снижения ОП является профилирование толщины стенки РПУ, то есть создание РПУ, у которого стенка или один из ее слоев имеет переменную толщину [3].

Разработана методика расчета профиля толщины дополнительного КС по методу, аналогичному [3]. Сначала для  $n$  углов сканирования, при которых необходима компенсация ОП, находятся значения полей  $E_j$  системы антенна – РПУ в режиме РДН в направлении главного минимума. Поля вычисляются по одному из методов, описанных в разделе 1.5. РПУ задаётся со стенкой, в конструкцию которой включён КС с толщиной  $l_{КС}$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{КС}$ . Величина  $l_{КС}$  является средней толщиной КС, для которой будет рассчитываться профиль.

Далее вся площадь стенки РПУ разбивается на  $m$  зон. На примере геометрии РПУ, характерной для носового осесимметричного обтекателя самолета, рассматривается вариант разбиения его поверхности на такие зоны (рисунок 1.15). Так как ОП в разных плоскостях имеет разную зависимость от угла сканирования, обычно компенсацию вводят для основных плоскостей сканирования: угломестной (на рисунке 1.15 плоскость ZY) и азимутальной (на рисунке 1.15 плоскость XY). В результате для компенсации в одной из плоскостей зоны, на которые разбивается поверхность осесимметричного носового обтекателя самолета, имеют вид четверть – колец. Для нерегулярных обтекателей эти зоны могут иметь сложные формы, а их выбор зависит от исследования областей засветки обтекателя антенной при разных углах сканирования.

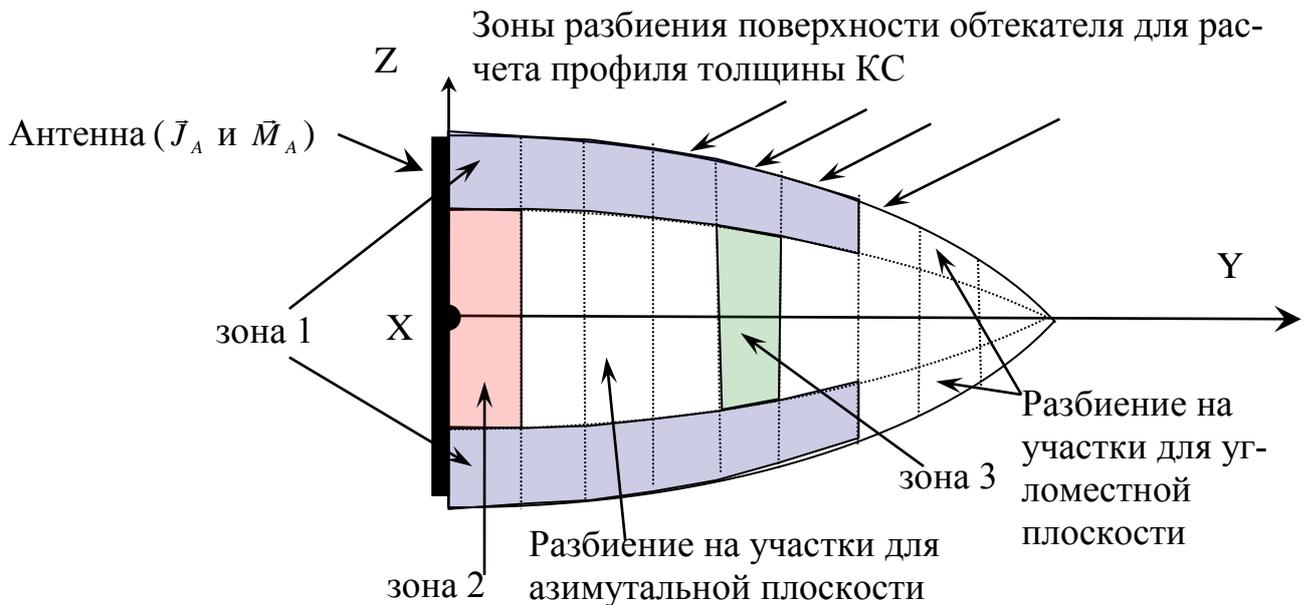


Рисунок 1.15 – Зоны нанесения компенсационного слоя для компенсации ОП в ZY (1) и XY (2 и 3) плоскостях сканирования

Далее надо найти разницу полей  $\Delta E_{ij}$  от эквивалентных токов на каждой из введенных зон на поверхности обтекателя в случае, когда толщина КС равна  $l_{КС}$ , и в случае, когда толщина КС равна  $l_{КС} + \delta_0$ . Поля вычисляются по формулам (1.25-1.27) или (1.30-1.33). Интегрирование в (1.27) проводится по площади  $S_i$  – площади  $i$ -й зоны поверхности РПУ. В случае использования **4-го метода** суммируются

поля (1.33) от элементарных площадок, принадлежащих  $i$ -й зоне. Поля вычисляются для каждого  $j$ -го направления компенсации ОП.

Так как приращение толщины КС  $\delta_0$  мало, а зависимость КП стенки от  $l_{КС}$  является аналитической функцией, изменение в  $t_i$  раз толщины КС  $i$ -й зоны приведет к изменению в  $t_i$  раз и добавочного поля  $\Delta E_{ij}$ . Для компенсации ОП необходимо, чтобы поле в заданном направлении было минимально, а в идеальном случае равнялось 0. Для достижения этого составляется СЛАУ из  $n$  уравнений с  $m$  неизвестными ( $n \leq m$ )

$$\sum_{i=1}^m \Delta E_{ij} t_i = -E_j, \quad j = 1 \dots n, \quad i = 1 \dots m. \quad (1.35)$$

Обычно нужно небольшое количество углов компенсации, т.к. угловые зависимости ОП для правильно рассчитанной стенки обтекателя достаточно гладкие. При  $n$  меньше  $m$  число решений СЛАУ бесконечно, причём решения являются комплексными числами. Для практической реализации профиля и его меньшего влияния на ДН антенны выбирается решение с минимальными по модулю значениями  $t_i$ . Если потребуется более сильная компенсация ОП, то нужно выбрать решение с большими по модулю значениями  $t_i$ . При этом надо иметь в виду, что такой профиль толщины КС сильнее повлияет на другие РТХ обтекателя.

Выбрав одно из решений СЛАУ (1.35), можно определить абсолютные значения толщины КС для каждой  $i$ -й зоны:

$$\Delta_i = l_{КС} + \delta_0 \operatorname{Re}(t_i). \quad (1.36)$$

Как показывают расчеты, применение КС с профилем толщины, рассчитанным по предложенной схеме, приводит к снижению ОП во всем рабочем диапазоне частот. При этом могут ухудшаться другие характеристики системы антенна - обтекатель: КП, УБЛ. Для получения оптимального результата надо искать компромисс. Можно вычислить несколько вариантов профиля толщины КС, подобрать разные варианты разбиения обтекателя на участки и выбрать тот вариант компенсации ОП, который максимально подходит для проектируемой антенной системы.

Для проверки правильности и реализуемости описанной методики были проведены расчётные и экспериментальные исследования возможности уменьше-

ния ОП у системы антенна - обтекатель (рисунок 1.12). Для реализации экспериментального (модельного) КС с переменной толщиной на внутреннюю поверхность стенки обтекателя в некоторых местах было наклеено разное количество слоев пленки из поливинилхлорида (ПВХ). В реальном применении КС может быть выполнен из того же материала, что и внутренний слой ЛКП. На рисунке 1.16 представлена фотография внутренней поверхности экспериментального обтекателя с КС.

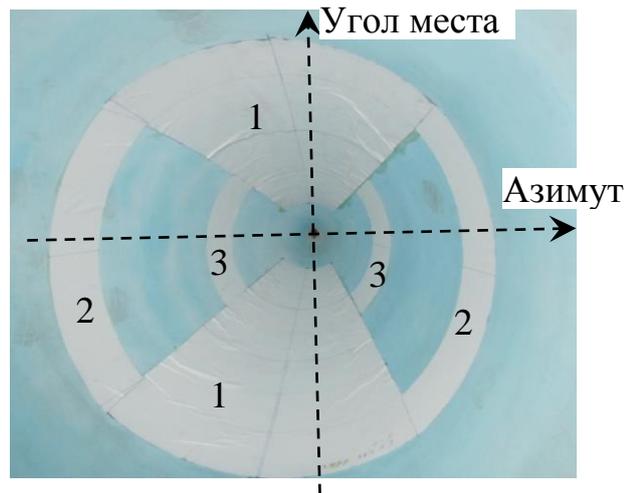


Рисунок 1.16 – Фотография внутренней поверхности экспериментального обтекателя с наклеенным КС из пленки из ПВХ

Для расчёта профиля толщины КС использовалось разбиение на зоны поверхности обтекателя, показанное на рисунке 1.15. Как было сказано в п. 1.5, более точно зависимость ОП от угла сканирования можно определить, используя 3-й или 4-й методы расчёта. Так как на момент проведения эксперимента 4-й метод не был ещё реализован, для расчёта профиля толщины КС использовался 3-й метод. В этом случае погрешность в расчетах ОП в секторе углов от минус  $30^{\circ}$  до плюс  $30^{\circ}$  в обеих основных плоскостях сканирования антенны минимальна. Углы компенсации при расчете КС были следующие: в угломестной плоскости  $\theta = 6^{\circ}; 9^{\circ}; 15^{\circ}$ , в азимутальной -  $\varphi = 3^{\circ}; 9^{\circ}; 21^{\circ}$ . При углах сканирования  $\theta = 39^{\circ}; 57^{\circ}$  в угломестной (Е) плоскости и  $\varphi = 39^{\circ}; 57^{\circ}$  в азимутальной (Н) плоскости при расчетах задавалось условие неизменности ОП (правая часть СЛАУ (1.35) приравнивалась к нулю). Если использовать такой подход, то профиль толщины КС с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{КС} = 3,18 - j0,05$  вдоль оси Y будет иметь зависимость, по-

казанную на рисунке 1.17. Для изготовления КС использовалась плёнка толщиной 0,33 мм с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{КС}=2,85-j0,05$ , поэтому реализованный КС с учётом параметра  $\xi$  (п.1.4) изготавливался несколько другим (рисунок 1.17 пунктирная синяя линия).

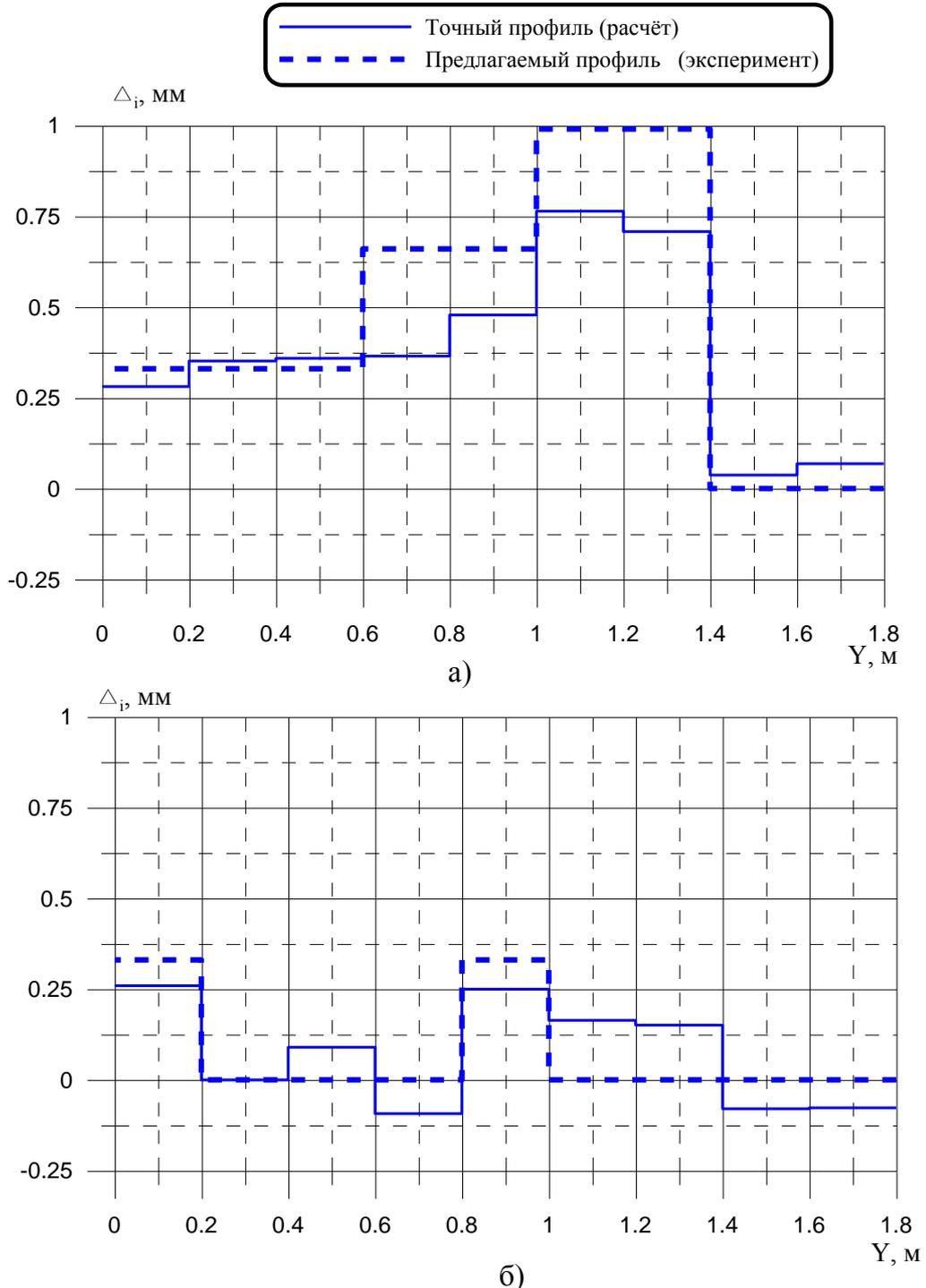


Рисунок 1.17 – Профиль толщины компенсационного слоя вдоль оси обтекателя в зависимости от расстояния от центра антенны: а) угломестной плоскости; б) для азимутальной плоскости

Для проведения экспериментов были изготовлены выкройки из плёнок из ПВХ, которые потом наклеивались на внутреннюю поверхность обтекателя. Измерения диэлектрических проницаемостей плоских образцов слоёв стенки, слоёв ЛКП и плёнок, из которых был изготовлен КС, проводились на измерительной установке S-параметров плоских образцов материалов. Измерения основных РТХ системы антенна – обтекатель проводились на стенде ИТПЭ РАН в безэховой камере с коллиматором с рабочей зоной размером 6 метров.

На рисунке 1.18 представлены в сравнении измеренные и рассчитанные 3-м методом зависимости ОП от угла сканирования на нижней  $f_H$ , центральной  $f_C$  и верхней  $f_B$  частотах рабочего диапазона ( $\Delta f = 0,8$  ГГц) в случае обтекателя без КС и обтекателя с наклеенным на внутреннюю поверхность его стенки КС (рисунок 1.16). Использование КС привело к снижению максимального значения ОП в угломестной (Е) плоскости на всех частотах примерно в полтора раза (на частоте  $f_B$  максимальное значение ОП снизилось с 9,3 до 6,54 угловых минут). Существенно снижается также максимальная крутизна угловой зависимости ОП в приосевой области обтекателя (с 1,81 мин/град до 1,17 мин/град). Использование КС привело также к снижению максимального значения ОП в азимутальной (Н) плоскости на всех частотах примерно в полтора раза (на частоте  $f_B$  максимальная ОП снизилась с 7,92 до 4,32 угловых минут).

Результаты расчетов зависимостей ОП от угла сканирования достаточно хорошо совпадают с результатами измерений в секторе углов сканирования  $\varphi, \theta = 0 \dots \pm 30^\circ$ . В секторах углов сканирования  $\varphi, \theta = -60^\circ \dots -30^\circ$  и  $30^\circ \dots 60^\circ$  наблюдаются существенные отличия рассчитанных 3-м методом и измеренных зависимостей ОП от угла сканирования, что связано, с неправильным учётом преломления и смещением фронта волны в диэлектрической стенке обтекателя. Именно поэтому для расчета профиля толщины КС были использованы углы компенсации в приосевом секторе углов сканирования.

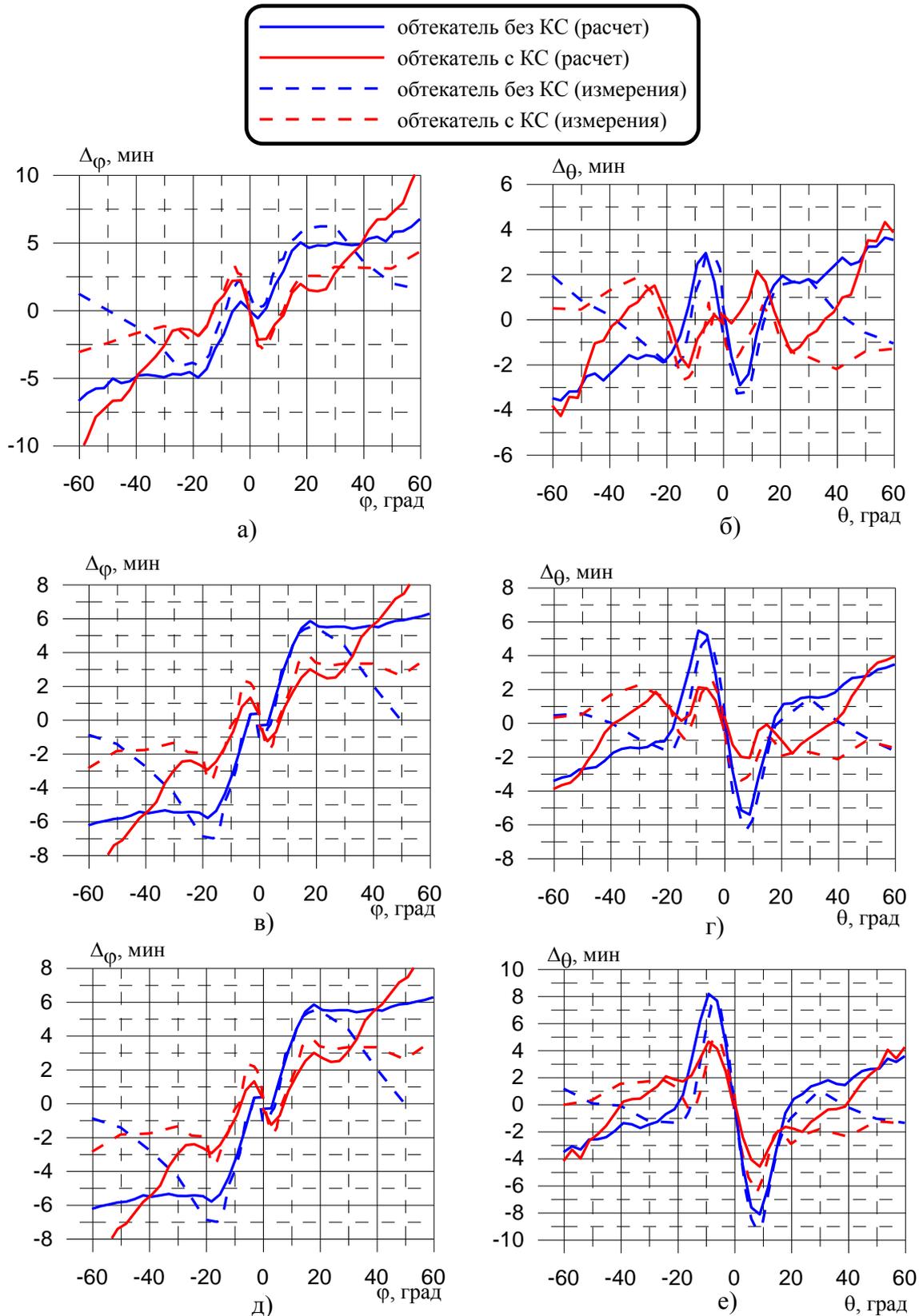


Рисунок 1.18 – Зависимость ОП обтекателя от угла сканирования а) в Н плоскости на частоте  $f_H$ ; б) в Е плоскости на частоте  $f_H$ ; в) в Н плоскости на частоте  $f_C$ ; г) в Е плоскости на частоте  $f_C$ ; д) в Н плоскости на частоте  $f_B$ ; е) в Е плоскости на частоте  $f_B$

На рисунке 1.19 представлены измеренные и рассчитанные 2-м методом (без учёта нерадиопрозрачного носика обтекателя) зависимости КП в двух основных плоскостях (Е и Н) от угла сканирования в случае обтекателя без КС и при использовании КС. Введение КС привело к небольшому снижению минимального значения КП при сканировании в приосевом направлении (около 0,1 дБ в угло-местной плоскости). За пределами приосевого сектора разница значений КП уменьшается, а на верхней частоте  $f_{\text{в}}$  наблюдается даже улучшение прохождения излучения при использовании КС. В азимутальной (Н) плоскости снижение КП обтекателя за счёт КС на нижней и средней частотах почти незаметно (менее 0,1 дБ), но на верхней частоте  $f_{\text{в}}$  снижение КП возрастает до 0,2 дБ.

Разница значений КП обтекателя в исходном состоянии и с КС, полученная экспериментально, хорошо согласуется с расчетными данными, хотя стенка экспериментального обтекателя настроена на более низкую частоту, по сравнению с оптимальной стенкой, параметры которой использовались в расчётах. Снижение частоты настройки экспериментального обтекателя связано с погрешностями производства и погрешностями в воспроизведении толщины ЛКП.

Использование в обтекателе КС практически не повлияло на УБЛ.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что применение в обтекателе КС, профиль толщины которого рассчитан по описанной методике, приводит к существенному снижению ОП в основных плоскостях сканирования. Снижение КП и изменение УБЛ при использовании такого КС незначительно. При производстве КС может быть реализован из того же материала, что и ЛКП на внутренней поверхности обтекателя.

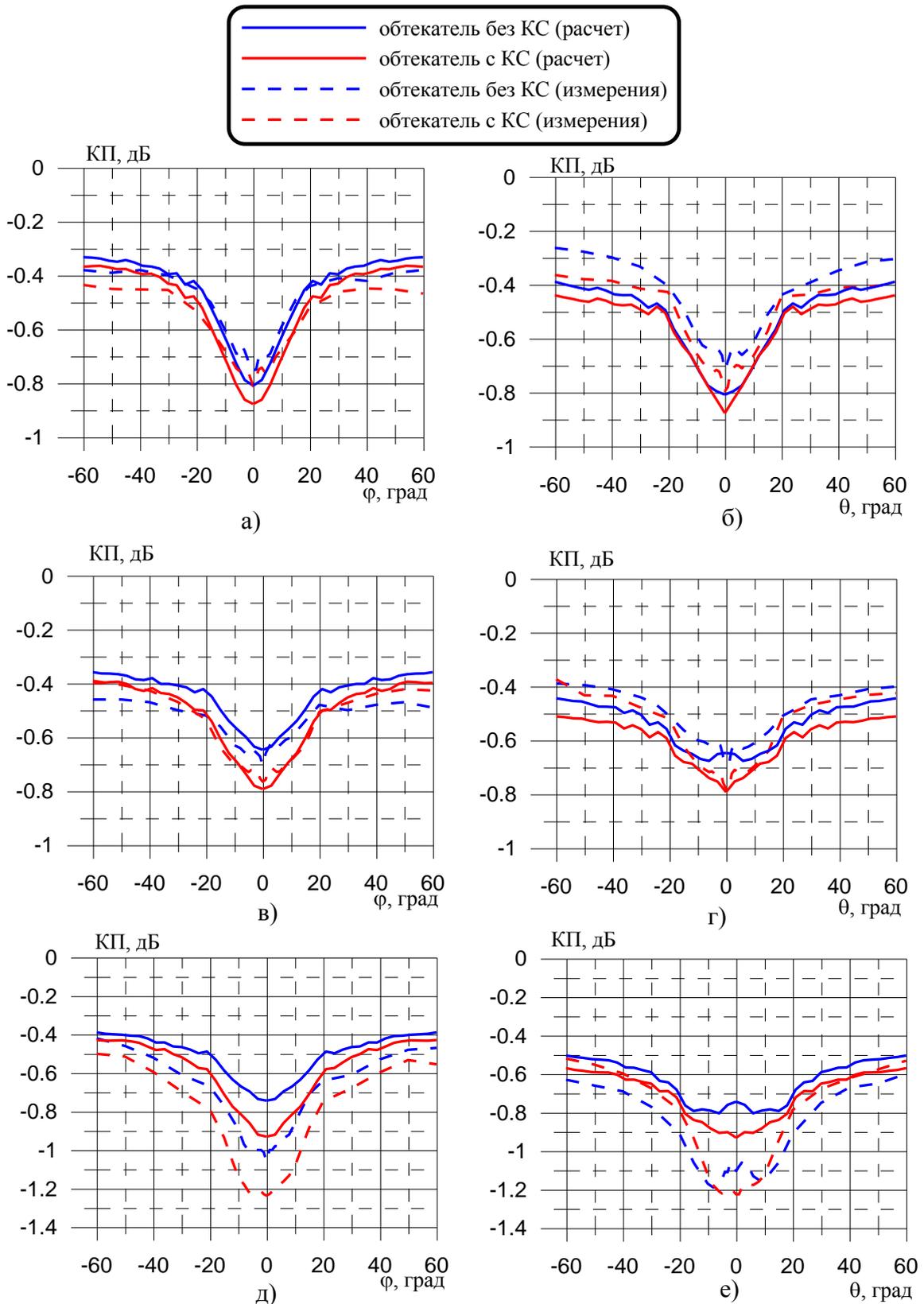


Рисунок 1.19 – Зависимость КП обтекателя от угла сканирования а) в Н плоскости на частоте  $f_H$ ; б) в Е плоскости на частоте  $f_H$ ; в) в Н плоскости на частоте  $f_C$ ; г) в Е плоскости на частоте  $f_C$ ; д) в Н плоскости на частоте  $f_B$ ; е) в Е плоскости на частоте  $f_B$

## 1.7 Выводы

В первой главе приведены основные подходы электродинамического моделирования РПУ больших электрических размеров с многослойными диэлектрическими стенками. При современном развитии вычислительной техники представленные математические модели позволяют достаточно быстро рассчитывать РТХ системы антенна - РПУ, анализировать как расчетные, так и экспериментальные результаты.

Описаны три основных подхода (в тексте 2-й, 3-й и 4-й методы), основанные на принципах ФО, радиофизического анализа РПУ больших электрических размеров с многослойными диэлектрическими стенками. Проведены исследования по определению точности каждого метода. Показано, что наилучшую точность расчётов обеспечивает 4-й метод, предложенный автором.

Представлены результаты исследований максимально достижимых РТХ пятислойной стенки, которые используются в носовых обтекателях самолётов-истребителей разных поколений. Результаты и выводы могут быть полезны разработчикам перспективных объектов, так как показывают, какие максимально достижимые РТХ обтекателя могут быть достигнуты и на что надо обращать внимание при проектировании обтекателя.

В п. 1.6 представлена методика расчёта профиля толщины специального КС, включение которого в конструкцию стенки обтекателя позволяет снизить значение ОП при сканировании в главных плоскостях. Данная методика была экспериментально апробирована. Для осесимметричного носового обтекателя вытянутой формы рассчитан и изготовлен КС. При нанесении этого КС на внутреннюю поверхность обтекателя максимальное значение ОП снижается почти в полтора раза во всем рабочем диапазоне частот в обеих главных плоскостях сканирования. Такой КС легко может быть реализован из того же материала, что и ЛКП на внутренней поверхности обтекателя.

Представленные в данной главе результаты исследований были использованы при выработке рекомендаций для реальных разработок носовых обтекателей самолётов.

## 2 Моделирование диэлектрических стенок радиопрозрачных укрытий с дифракционными решётками

Хорошо известен один из важных путей повышения качества и расширения функциональных возможностей обтекателей – применение в конструкциях стенок металлических включений в виде ДР [1, 3, 4,12]. Так, кроме улучшения РТХ обтекателей включением ДР в состав конструкции стенки можно решать проблему снижения радиолокационной заметности укрываемого объекта. Также использование ДР в качестве угловых фильтров позволяет существенно улучшить характеристики различных антенных систем. Несмотря на огромное количество работ, посвященных решению задачи дифракции на решетках (в том числе находящихся в диэлектрических структурах), по-прежнему не утратила актуальности разработка адекватных, надежных и эффективных электродинамических моделей стенок РПУ с ДР. При современном развитии вычислительной техники возможно построение достаточно точных электродинамических моделей с использованием метода ИУ. Ниже рассматривается один из вариантов построения такой модели.

Для расчетов электродинамических параметров ДР чаще всего представляются в виде плоской бесконечной периодической структуры из проводящих элементов, которые находятся внутри многослойного магнитодиэлектрика (далее как и в главе 1 для краткости просто диэлектрика, подразумевая, что у материала может быть магнитная проницаемость отличная от единицы). Исследованию характеристик плоских бесконечных периодических структур посвящено достаточно большое количество работ [20-27]. В данной диссертации задача дифракции ЭМВ на бесконечных периодических структурах решается методом ИУ. При построении диадной ФГ используется метод эквивалентных длинных линий [40].

С помощью построенной электродинамической модели в главе 2 исследуются различные многослойные ДР, которые обладают полезными радиотехническими свойствами.

## 2.1 Постановка задачи. Вывод интегрального уравнения

На многослойный диэлектрик, между слоями которого находится многослойная периодическая решётка из металлических элементов с периодами по осям  $X$  и  $Y$   $T_1$  и  $T_2$  соответственно, падает плоская ЭМВ ( $\vec{E}_{пад}, \vec{H}_{пад}$ ) под углами  $\theta$  и  $\varphi$  ( $\varphi$  - угол между осью  $X$  и проекцией направления распространения волны на плоскость  $XY$ ), как показано на рисунке 2.1. Необходимо найти прошедшее и отражённое поле. Для решения задачи надо рассчитать распределение электрического тока на поверхности металлических элементов решётки. В соответствии с теоремой Флоке [28, 29] достаточно найти токи только на одном периоде периодической структуры. По найденному распределению тока определяется вторичное (рассеянное) поле решётки в ДЗ в виде набора (спектра) распространяющихся пространственных гармоник. Также надо найти отражённое и прошедшее поле у многослойного диэлектрика при отсутствии решётки. Полным полем в ДЗ будет сумма рассеянного поля решётки и отраженного (прошедшего) поля многослойного диэлектрика при отсутствии решётки.

Для нахождения распределения тока с применением граничного условия на поверхности идеального проводника записывается следующее ИУ:

$$\vec{E}_{пад\tau} + \vec{E}_{рас\tau} = 0, \quad (2.1)$$

где  $\vec{E}_{пад\tau}$  и  $\vec{E}_{рас\tau}$  - тангенциальные составляющие падающего и рассеянного электрического поля на поверхности элементов решётки, или с учетом выражения для

$$\vec{E}_{рас\tau},$$

$$\vec{E}_{пад\tau} = -\int_S \hat{G} \vec{I}_\tau dS, \quad (2.2)$$

где  $\hat{G}$  - диадная ФГ для той области слоистого диэлектрика, где находятся токи решетки;

$\vec{I}_\tau$  - тангенциальные составляющие токов на металлических элементах решётки (для бесконечно тонких решёток  $\vec{I}_\tau$  имеет составляющие только вдоль координат  $x$  и  $y$ ).

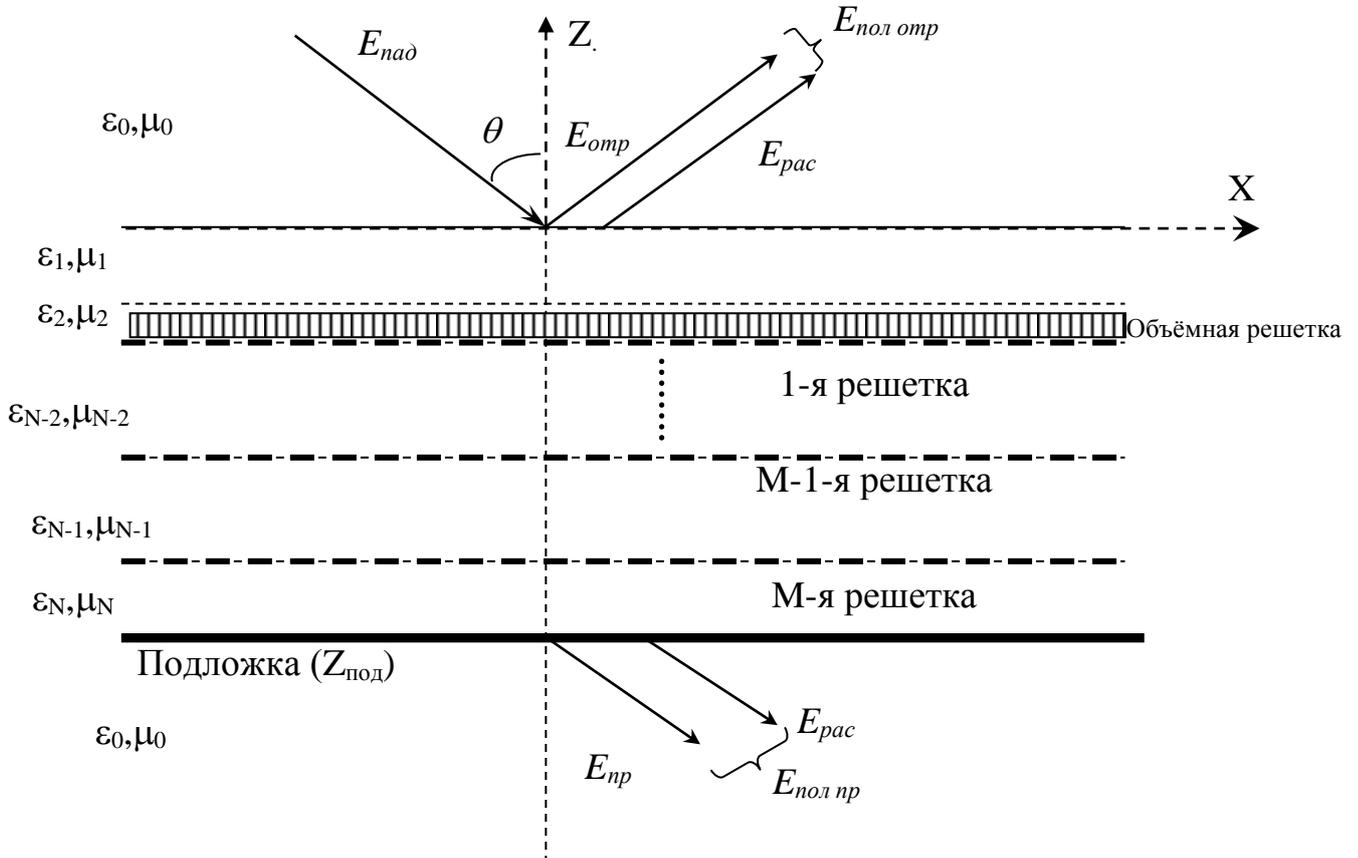


Рисунок 2.1 - Постановка задачи о падении плоской волны на слоистый диэлектрик с несколькими дифракционными решетками

В ИУ (2.2) функции  $\hat{G}$  и  $E_{nad\tau}$  определяются в области расположения решетки. В п. 1.1 согласно [39-42] рассмотрен метод регуляризации уравнений Максвелла с помощью потенциалов Дебая, что позволяет вводить схему замещения слоистого диэлектрика в виде эквивалентной длинной линии и рассматривать слоистые структуры любой сложности с любым количеством слоев. Наличие решетки в слоистом диэлектрике учитывается введением в схему замещения дополнительных источников тока, величины которых определяются из преобразования Фурье по пространственным частотам распределения тока на металлических элементах решетки.

Для бесконечно тонких ДР можно использовать следующее упрощение [40]. Так как ток решетки имеет только поперечные составляющие и сосредоточен между двумя слоями диэлектрика, функции  $f^E$  и  $f^M$  в (1.8) и (1.9), зависящие от спектра тока на элементах решетки, представляются в виде  $\delta$ -функции по продольной координате  $z$ .  $\delta$ -зависимость по координате  $z$  спектра распределения тока требует, чтобы в решении системы уравнений (1.8) и (1.9) в окрестности источника функция  $J^\beta(z)$  ( $\beta = E$  или  $M$ ) была бы разрывной со скачком, равным  $f^\beta$ , а функция  $U^\beta(z)$  - непрерывной. Из условия  $\delta$ -зависимости по координате  $z$  спектра тока следует непрерывность решения  $U^\beta(z)$  ( $\beta$  принимает значение  $E$  или  $M$ ) системы уравнений (1.8) и (1.9) в окрестности источника и разрывность функции  $J^\beta(z)$  со скачком, равным  $f^\beta$ . В итоге, для учёта токов решётки в эквивалентной схеме надо ввести источники тока, которые включаются параллельно между теми участками длинной линии, которые описывают слои, где лежит решётка. Схема замещения слоистой структуры, содержащей решётку, представлена на рисунке 2.2, где  $Z_{nod}^\beta$  - поверхностное сопротивление среды, над которой расположен диэлектрик. При наличии металлической подложки  $Z_{nod}^\beta = 0$ , если за диэлектриком свободное пространство, то  $Z_{nod}^\beta = W_0^\beta$ . Величины источников тока определяются по формулам (1.7).

Составив эквивалентную схему и используя теорию длинных линий, можно определить токи и напряжения в любой точке схемы, а, значит, найти поперечные составляющие поля в слое, где находится решетка. Это, в свою очередь, позволит рассчитать распределение тока на поверхности металлических элементов одного периода многослойной решетки.

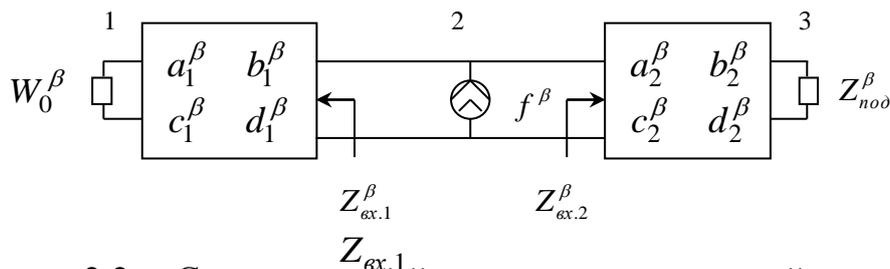


Рисунок 2.2 - Схема длинной линии, эквивалентной диэлектрику с одно-  
слойной решёткой

## 2.2 Функция Грина для слоистых магнитодиэлектрических сред

Используется схема длинной линии, эквивалентной многослойному диэлектрику с решёткой, находящейся между слоями диэлектрика (рисунок 2.2). Как говорилось выше, диэлектрик, состоящий из любого количества слоёв, приводится к одному эквивалентному четырехполюснику путем последовательного перемножения матриц передачи, описывающих соответствующие слои. Для нахождения ФГ необходимо рассчитать  $U_2^\beta$  – напряжение в точке 2 эквивалентной схемы. Для этого схема на рисунке 2.2 представляется в виде схемы на рисунке 2.3 и по известным формулам для входных сопротивлений длинной линии находятся входные сопротивления  $Z_{\text{ex.1}}^\beta$ ,  $Z_{\text{ex.2}}^\beta$  и напряжение  $U_2^\beta$  в точке, где есть решетка

$$Z_{\text{ex.1}}^\beta = \left( \frac{d_1 W_0 + b_1}{c_1 W_0 + a_1} \right)^\beta, \quad Z_{\text{ex.2}}^\beta = \left( \frac{a_2 Z_{\text{nod}} + b_2}{c_2 Z_{\text{nod}} + d_2} \right)^\beta, \quad U_2^\beta = \left( f^\beta \frac{Z_{\text{ex.1}}^\beta Z_{\text{ex.2}}^\beta}{Z_{\text{ex.1}}^\beta + Z_{\text{ex.2}}^\beta} \right). \quad (2.3)$$

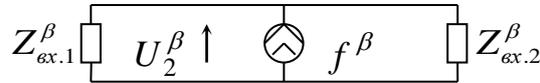


Рисунок 2.3 – Схема замещения для вычисления напряжения в точке 2 эквивалентной длинной линии на рисунке 2.2

Теперь, учитывая, что  $U^\beta$  – спектр потенциала Дебая  $\Psi^\beta$  (1.4), можно найти все производные в выражениях (1.3). С учётом выражения для входного сопротивления (1.14), а также расписывая функцию спектра тока  $f^\beta$  (1.7), находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi^E}{\partial x} &= \frac{1}{2\pi} \iint_{\chi_1 \chi_2} Z_\Sigma^E \left( \frac{\chi_1^2}{|\chi|^2} I_x + \frac{\chi_1 \chi_2}{|\chi|^2} I_y \right) e^{j\vec{\chi}\vec{r}} d\chi_1 d\chi_2, \\ \frac{\partial \Psi^E}{\partial y} &= \frac{1}{2\pi} \iint_{\chi_1 \chi_2} Z_\Sigma^E \left( \frac{\chi_1 \chi_2}{|\chi|^2} I_x + \frac{\chi_2^2}{|\chi|^2} I_y \right) e^{j\vec{\chi}\vec{r}} d\chi_1 d\chi_2, \\ \frac{\partial \Psi^M}{\partial x} &= \frac{1}{2\pi} \iint_{\chi_1 \chi_2} Z_\Sigma^M \left( \frac{\chi_1 \chi_2}{|\chi|^2} I_x - \frac{\chi_2^2}{|\chi|^2} I_y \right) e^{j\vec{\chi}\vec{r}} d\chi_1 d\chi_2, \\ \frac{\partial \Psi^M}{\partial y} &= \frac{1}{2\pi} \iint_{\chi_1 \chi_2} Z_\Sigma^M \left( \frac{\chi_1^2}{|\chi|^2} I_x - \frac{\chi_1 \chi_2}{|\chi|^2} I_y \right) e^{j\vec{\chi}\vec{r}} d\chi_1 d\chi_2, \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\text{где } Z_{\Sigma}^{\beta} = \left( \frac{Z_{\text{ex.1}}^{\beta} Z_{\text{ex.2}}^{\beta}}{Z_{\text{ex.1}}^{\beta} + Z_{\text{ex.2}}^{\beta}} \right);$$

$$\vec{\chi r} = \chi_1 x + \chi_2 y;$$

$(x, y)$  - поперечные координаты точки источника;

$\chi_{1,2}$  – пространственные частоты;

$I_x$  и  $I_y$  - преобразование Фурье поперечных составляющих электрического тока  $I_x$  и  $I_y$  на элементах решётки.

Интегралы в (2.4) берутся по пространственным частотам, а неизвестные токи решётки являются периодическими функциями. Спектральные составляющие этих токов существуют в виде  $\delta$ -функций по координате  $z$  лишь при некоторых значениях пространственных частот  $\chi_{1,2}$ , а именно когда [28]:

$$\chi_1 = \frac{2\pi m}{T_1} + k_0 \sin \theta \cos \varphi, \quad (2.5)$$

$$\chi_2 = \frac{2\pi n}{T_2} + k_0 \sin \theta \sin \varphi,$$

где  $T_1, T_2$  – периоды решетки по координатам  $x$  и  $y$  соответственно;

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \text{ – волновое число свободного пространства;}$$

$\theta, \varphi$  – углы падения плоской волны на верхнюю границу диэлектрика;

$m$  и  $n$  – целые числа, меняющиеся от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

В результате, интегралы в (2.4) преобразовываются в двойные суммы по индексам  $m$  и  $n$ . Значения пространственных частот для индексов  $m$  и  $n$  будем обозначать  $\chi_{1m}$  и  $\chi_{2n}$ .

Теперь, подставляя производные (2.4) в формулы (1.1), находим выражения для поперечных составляющих поля в слое диэлектрика, где есть источники электрического поля, выраженные через параметры среды, значения спектра тока и фазовый множитель

$$-E_{nadx} = \frac{1}{T_1 T_2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[ (Z_{\Sigma mn}^E \cos^2 \theta'_{mn} + Z_{\Sigma mn}^M \sin^2 \theta'_{mn}) I_{xmn} + ((Z_{\Sigma mn}^E - Z_{\Sigma mn}^M) \cos \theta'_{mn} \sin \theta'_{mn}) I_{ymn} \right] e^{-j\tilde{\chi}_{mn}\vec{r}}, \quad (2.6)$$

$$-E_{nady} = \frac{1}{T_1 T_2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[ ((Z_{\Sigma mn}^E - Z_{\Sigma mn}^M) \cos \theta'_{mn} \sin \theta'_{mn}) I_{xmn} + (Z_{\Sigma mn}^M \cos^2 \theta'_{mn} + Z_{\Sigma mn}^E \sin^2 \theta'_{mn}) I_{ymn} \right] e^{-j\tilde{\chi}_{mn}\vec{r}},$$

$$\text{где } \cos \theta'_{mn} = \frac{\chi_{1m}}{|\chi_{mn}|};$$

$$\sin \theta'_{mn} = \frac{\chi_{2n}}{|\chi_{mn}|};$$

$$|\chi_{mn}| = \sqrt{\chi_{1m}^2 + \chi_{2n}^2};$$

$\theta'_{mn}$  – угол между осью X и направлением распространения  $mn$ -ой гармоники

Флоке в плоскости решетки.

Сопротивления  $Z_{\Sigma mn}^E$  и  $Z_{\Sigma mn}^M$  также вычисляются лишь при дискретных значениях пространственных частот;  $\tilde{\chi}_{mn}\vec{r} = \chi_{1m}x + \chi_{2n}y$ .

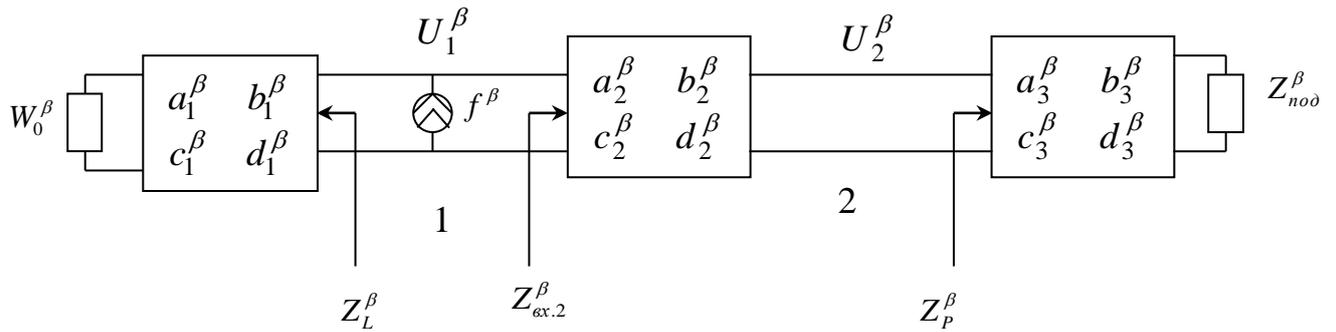
Выражение (2.6) можно переписать в более удобной матричной форме, выделив диадную ФГ,

$$\begin{bmatrix} -E_{nadx}(x, y) \\ -E_{nady}(x, y) \end{bmatrix} = \frac{1}{T_1 T_2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} G_{11} & G_{21} \\ G_{12} & G_{22} \end{bmatrix}_{mn} \begin{bmatrix} I_{xmn} \\ I_{ymn} \end{bmatrix} e^{-j(\chi_{1m}x + \chi_{2n}y)}, \quad (2.7)$$

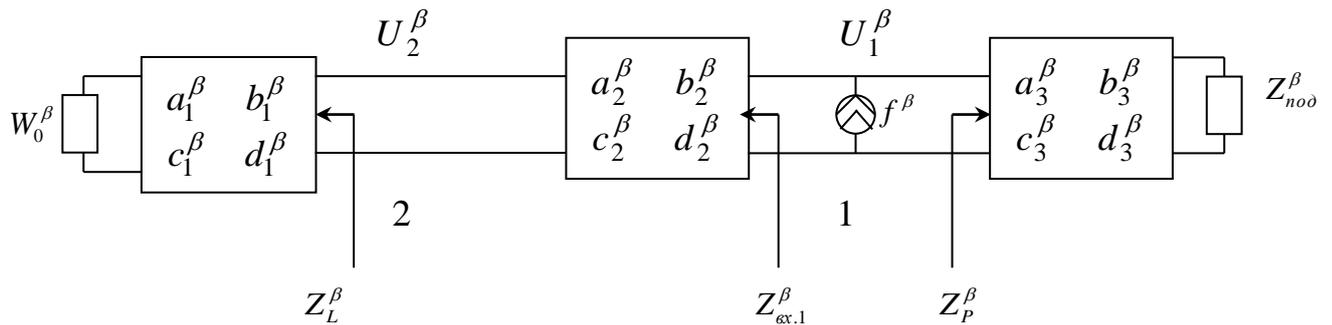
$$\text{где } \begin{bmatrix} G_{11} & G_{21} \\ G_{12} & G_{22} \end{bmatrix}_{mn} = \begin{bmatrix} (Z_{\Sigma mn}^E \cos^2 \theta'_{mn} + Z_{\Sigma mn}^M \sin^2 \theta'_{mn}) & ((Z_{\Sigma mn}^E - Z_{\Sigma mn}^M) \cos \theta'_{mn} \sin \theta'_{mn}) \\ ((Z_{\Sigma mn}^E - Z_{\Sigma mn}^M) \cos \theta'_{mn} \sin \theta'_{mn}) & (Z_{\Sigma mn}^M \cos^2 \theta'_{mn} + Z_{\Sigma mn}^E \sin^2 \theta'_{mn}) \end{bmatrix}.$$

### 2.3 Функция Грина для случая расположения точек наблюдения и интегрирования в разных слоях диэлектрика

Если решётка состоит из нескольких слоёв, которые лежат в разных слоях многослойного диэлектрика, то при составлении ФГ надо учесть, что точки наблюдения и интегрирования могут оказаться в разных слоях диэлектрика. Для этого составляется другая схема замещения, представленная на рисунке 2.4.



а) Случай, когда точка наблюдения лежит ниже точки интегрирования



б) Случай, когда точка наблюдения лежит выше точки интегрирования

Рисунок 2.4 - Схема длинной линии, эквивалентной многослойной решётке в многослойном диэлектрике

Схема состоит из трех каскадно-соединенных четырехполюсников, каждому из которых соответствует обобщенная матрица передачи, которая, в свою очередь, получается последовательным перемножением парциальных матриц передач слоев. Источник тока в схеме – преобразование Фурье от токов одного слоя решетки (точка 1), от которых надо найти поле в области, где находится другой слой решетки (точка 2).

Пересчет напряжения из точки 1 в точку 2 осуществляется по следующим формулам:

$$U_2^\beta = \frac{f^\beta Z_{\text{ex.2}}^\beta Z_P^\beta Z_L^\beta}{(Z_{\text{ex.2}}^\beta + Z_L^\beta)(a_2^\beta Z_P^\beta + b_2^\beta)} \text{ в случае, когда точка интегрирования}$$

находится выше точки наблюдения (рисунок 2.4а), (2.8)

$$U_2^\beta = \frac{f^\beta Z_{\text{ex.1}}^\beta Z_L^\beta Z_P^\beta}{(Z_{\text{ex.1}}^\beta + Z_P^\beta)(d_2^\beta Z_L^\beta + b_2^\beta)} \text{ в случае, когда точка интегрирования}$$

находится ниже точки наблюдения (рисунок 2.4б),

$$\text{где } Z_L^\beta = \frac{d_1^\beta W_0^\beta + b_1^\beta}{c_1^\beta W_0^\beta + a_1^\beta};$$

$$Z_P^\beta = \frac{a_3^\beta Z_{\text{nod}}^\beta + b_3^\beta}{c_3^\beta Z_{\text{nod}}^\beta + d_3^\beta};$$

$$Z_{\text{ex.1}}^\beta = \frac{d_2^\beta Z_L^\beta + b_2^\beta}{c_2^\beta Z_L^\beta + a_2^\beta};$$

$$Z_{\text{ex.2}}^\beta = \frac{a_2^\beta Z_P^\beta + b_2^\beta}{c_2^\beta Z_P^\beta + d_2^\beta};$$

$f_1^\beta$  и  $f_2^\beta$  - источники тока, описывающие верхнюю и нижнюю решётки соответственно.

Если сравнить формулы (2.3) и (2.8), можно заметить, что ФГ в случае, когда точки наблюдения и интегрирования находится в разных слоях, имеет такой же вид, как в формуле (2.7), но суммарный импеданс  $Z_\Sigma^\beta$  вычисляется по другой формуле

$$Z_\Sigma^\beta = \frac{Z_{\text{ex.2}}^\beta Z_P^\beta Z_L^\beta}{(Z_{2\text{ex}}^\beta + Z_L^\beta)(a_2^\beta Z_P^\beta + b_2^\beta)} \text{ в случае, когда по координате}$$

z точка интегрирования находится выше точки наблюдения, (2.9)

$$Z_\Sigma^\beta = \frac{Z_{\text{ex.1}}^\beta Z_P^\beta Z_L^\beta}{(Z_{1\text{ex}}^\beta + Z_P^\beta)(d_2^\beta Z_L^\beta + b_2^\beta)} \text{ в случае, когда по координате}$$

z точка интегрирования находится ниже точки наблюдения.

Таким образом, поле от одного слоя решётки в области другого слоя находится по формуле (2.7), где  $Z_\Sigma^\beta$  вычисляется по формулам (2.9).

## 2.4 Падающее поле в области многослойного диэлектрика, где находится решётка

После того как найдено поле, создаваемое токами решетки в области, где эти токи находятся, то есть определена ФГ, для составления ИУ необходимо знать на поверхности металла тангенциальные составляющие падающего поля, которое прошло через слоистый диэлектрик. Необходимо вычислить ток и напряжение в длинной линии в сечении, где находится решётка, но теперь источник напряжения  $2U_1^\beta$ , который характеризует частное решение, находится на входе эквивалентной схемы и включается последовательно характеристическому сопротивлению свободного пространства  $W_0^\beta$  (рисунок 2.5).

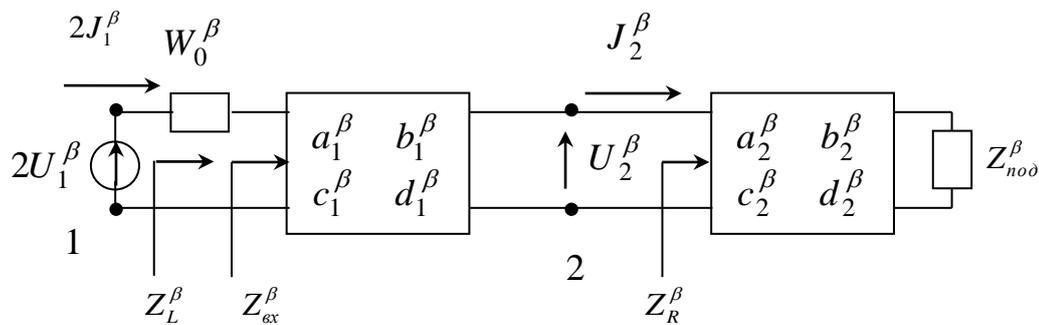


Рисунок 2.5 – Схема эквивалентной длинной линии для вычисления тангенциальных составляющих падающего поля на решётке

Сначала выразим токи и напряжения  $U_1^M$  и  $J_1^E$ , действующие на входе цепи, через известное падающее поле. Можно получить соотношения, связывающие падающее поле с входными токами и напряжениями эквивалентной схемы, воспользовавшись выражениями (1.5), и выражением, связывающим спектры тангенциальных составляющих падающего электрического поля  $\ell_x$  и  $\ell_y$  с напряжениями в эквивалентной схеме  $U^E$  и  $U^M$ :

$$\ell_x = -j(\chi_1 U^E + \chi_2 U^M), \quad \ell_y = -j(\chi_2 U^E - \chi_1 U^M). \quad (2.10)$$

Для гармонического воздействия, когда спектр падающего поля по пространственным координатам представляет собой  $\delta$ -функцию на нулевой гармонике Флоке, можно записать

$$\begin{cases} E_{nadx} = j \left( \frac{\chi_1(-j\gamma_0)}{\omega\varepsilon_0} J_1^E - \chi_2 U_1^M \right), \\ E_{nady} = j \left( \frac{\chi_2(-j\gamma_0)}{\omega\varepsilon_0} J_1^E + \chi_1 U_1^M \right), \\ E_{nadz} = j \frac{|\chi|^2}{\omega\varepsilon_0} J_1^E \text{ или } E_{nadz} = -j \frac{|\chi|^2}{(-j\gamma_0)} U_1^E, \end{cases} \quad (2.11)$$

где  $\chi_{1,2}$  вычисляются при значениях  $m$  и  $n$  равных 0;

$$\gamma_0 = \sqrt{|\chi|^2 - k_0^2}.$$

Аналогичные выражения можно получить для магнитного поля, используя формулу (1.6) и выражение, связывающее спектры тангенциальных составляющих падающего магнитного поля  $\hbar_x$  и  $\hbar_y$  с токами в эквивалентной схеме  $J^E$  и  $J^M$

$$\hbar_x = -j(-\chi_2 J^E + \chi_1 J^M), \quad \hbar_y = -j(\chi_1 J^E - \chi_2 J^M). \quad (2.12)$$

В данной работе используются граничные условия на идеальном электрическом проводнике, поэтому надо вычислить только падающее электрическое поле (2.11). Нужно только отметить, что выражения (2.12) могут быть использованы для составления ИУ с использованием граничных условий для идеального магнитного проводника.

В случае параллельной поляризации падающей волны необходимые напряжение и ток  $U_1^M$  и  $J_1^E$  на входе эквивалентной схемы выражаются через составляющие электрического поля

$$J_1^E = E_{nadz} \frac{\omega\varepsilon_0}{j|\chi|^2}, \quad U_1^M = \frac{jE_{nadx}}{\chi_2} - \frac{j|\chi|^2 \chi_1(-j\gamma_0)E_{nadz}}{\chi_2} \text{ или} \quad (2.13)$$

$$U_1^M = -\frac{jE_{nady}}{\chi_1} + \frac{j|\chi|^2 \chi_2(-j\gamma_0)E_{nadz}}{\chi_1}.$$

При небольших углах падения  $\chi_1$  или  $\chi_2$  могут принимать малые значения, что приведет к трудностям при численном моделировании, поэтому в формуле (2.13) при выборе способа выражения  $U_1^M$  надо это учитывать. Так же надо заметить, что в такой постановке нельзя решить задачу при нормальном падении волны.

В случае перпендикулярной поляризации  $z$ -я составляющая электрического поля равна нулю, а значит равен нулю и ток  $J_1^E$ , поэтому напряжение  $U_1^M$  в схеме выражается довольно просто через любую из поперечных составляющих падающего поля  $E_x$  или  $E_y$

$$U_1^M = j \frac{E_{nadx}}{\chi_2} \text{ или } U_1^M = -j \frac{E_{nady}}{\chi_1}. \quad (2.14)$$

Так же, как и в случае параллельной поляризации падающей волны, необходимо выбирать одно из выражений (2.14) так, чтобы в них значения пространственных частот  $\chi_1$  или  $\chi_2$  не были близки к нулю.

Найденные входные токи и напряжения схемы на рисунке 2.5 надо пересчитать в точку 2, где находится решётка. Пересчет удобно вести через напряжения в линии, поэтому от  $J_1^E$  надо перейти к  $U_1^E$ , используя соотношение

$$U_1^E = \frac{\gamma_0}{j\omega\epsilon_0} J_1^E. \quad (2.15)$$

В эквивалентной схеме, как и в п. 1.1, возбуждением является источник напряжения с амплитудой  $2U_1^\beta$ .

$$U_2^M = \frac{2U_1^M Z_{ex}^M Z_R^M}{Z_L^M (a_1^M Z_R^M + b_1^M)}, \quad (2.16)$$

$$J_2^E = \frac{2J_1^E Z_{ex}^E Z_R^E}{Z_L^E (a_1^M Z_R^M + b_1^M)} \frac{\epsilon_1 \gamma_0}{\gamma_1},$$

$$\text{где } Z_R^\beta = \frac{a_2^\beta Z_{nod}^\beta + b_2^\beta}{c_2^\beta Z_{nod}^\beta + d_2^\beta};$$

$$Z_{ex}^\beta = \frac{a_1^\beta Z_R^\beta + b_1^\beta}{c_1^\beta Z_R^\beta + d_1^\beta};$$

$$Z_L^\beta = Z_{ex}^\beta + W_0^\beta;$$

$$\gamma_1 = \sqrt{|\chi|^2 - k_0^2 \epsilon_1 \mu_1};$$

$\epsilon_1$ ,  $\mu_1$  – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости слоя диэлектрика перед решёткой.

Теперь, зная  $U_2^M$  и  $J_2^E$ , можно найти тангенциальные составляющие падающего поля на решётке, воспользовавшись аналогичными (2.11) выражениями,

$$E_{nao2x} = j \left( \frac{\chi_1(-j\gamma_1)}{\omega\varepsilon_1} J_2^E - \chi_2 U_2^M \right), \quad (2.17)$$

$$E_{nao2y} = j \left( \frac{\chi_2(-j\gamma_1)}{\omega\varepsilon_1} J_2^E + \chi_1 U_2^M \right).$$

Для составления ИУ найдены все величины. Решив его, можно найти распределение токов на металлических элементах решётки. Для расчета КО и КП надо найти поле на верхней и нижней поверхностях слоистого диэлектрика.

## 2.5 Коэффициенты отражения и пропускания (коэффициенты Френеля)

Поле на обеих поверхностях диэлектрика складывается из двух составляющих: прошедшее и отражённое поле диэлектрика при отсутствии решётки ( $E_{опр}$  и  $E_{отр}$ ) и рассеянное поле решёткой ( $E_{рас}$ ). Расчёт прошедшего и отражённого полей слоистого диэлектрика был проведён в п.1.1.

Поле от найденных токов решёток на верхней поверхности диэлектрика рассчитывается с помощью схемы длинной линии, представленной на рисунке 2.6а, а на нижней поверхности – на рисунке 2.6б.

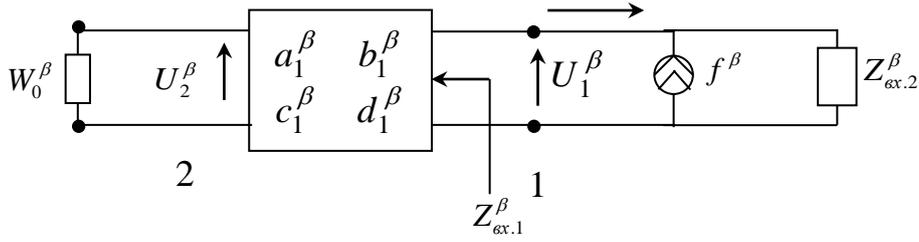
В результате в этих схемах можно выразить все токи и напряжения

$$U_1^\beta = f^\beta \frac{Z_{ex.1}^\beta Z_{ex.2}^\beta}{Z_{ex.1}^\beta + Z_{ex.2}^\beta}. \quad (2.18)$$

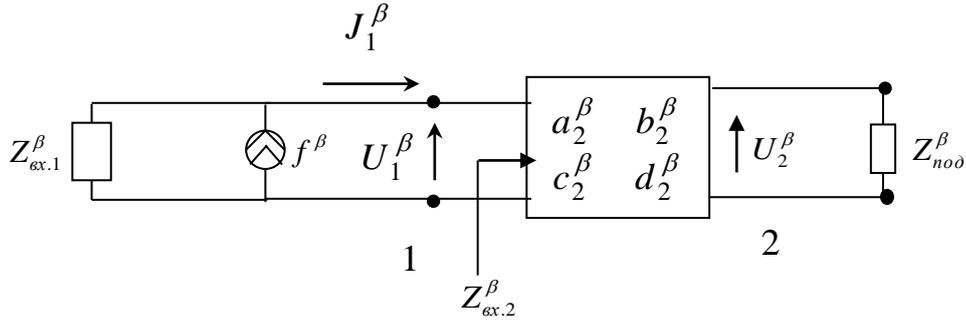
Входные сопротивления вычисляются по стандартным формулам для четырехполюсника с известной матрицей рассеяния

$$Z_{ex.1}^\beta = \frac{d_1^\beta W_0^\beta + b_1^\beta}{c_1^\beta W_0^\beta + a_1^\beta}, \quad (2.19)$$

$$Z_{ex.2}^\beta = \frac{a_2^\beta Z_{noo}^\beta + b_2^\beta}{c_2^\beta Z_{noo}^\beta + d_2^\beta}.$$



а) Для расчета поля на верхней границе диэлектрика



б) Для расчета поля на нижней границе диэлектрика.

Рисунок 2.6 – Схемы эквивалентных длинных линий для расчета рассеянных решёткой полей на границах диэлектрика

Теперь напряжение  $U_1^\beta$  надо пересчитать на вход схемы

$$U_2^\beta = \frac{U_1^\beta W_0^\beta}{d_1^\beta W_0^\beta + b_1^\beta} = f^\beta \frac{W_0^\beta Z_{ex.1}^\beta Z_{ex.2}^\beta}{(d_1^\beta W_0^\beta + b_1^\beta)(Z_{ex.1}^\beta + Z_{ex.2}^\beta)} \text{ для случая на рисунке 2.6а,} \quad (2.20)$$

$$U_2^\beta = \frac{U_1^\beta Z_{nod}^\beta}{a_2^\beta Z_{nod}^\beta + b_2^\beta} = f^\beta \frac{Z_{nod}^\beta Z_{ex.1}^\beta Z_{ex.2}^\beta}{(a_2^\beta Z_{nod}^\beta + b_2^\beta)(Z_{ex.1}^\beta + Z_{ex.2}^\beta)} \text{ для случая на рисунке 2.6б.}$$

Получается, что для нахождения поля от решётки на внешних границах диэлектрика ФГ будет иметь тот же вид (см. (2.7), что и для расчёта поля в слое, но с другим  $Z_\Sigma^\beta$ )

$$Z_\Sigma^\beta = \frac{W_0^\beta Z_{ex.1}^\beta Z_{ex.2}^\beta}{(Z_{ex.1}^\beta + Z_{ex.2}^\beta)(d_1^\beta W_0^\beta + b_1^\beta)} \text{ для отраженной волны,} \quad (2.21)$$

$$Z_\Sigma^\beta = \frac{Z_{nod}^\beta Z_{ex.1}^\beta Z_{ex.2}^\beta}{(Z_{ex.1}^\beta + Z_{ex.2}^\beta)(d_1^\beta Z_{nod}^\beta + b_1^\beta)} \text{ для прошедшей волны.}$$

В случае параллельной поляризации необходимо дополнительно найти  $z$ -ю составляющую рассеянного поля. Нужно найти соответствующие элементы диад-

ной функции  $G_{31}$  и  $G_{32}$ , которые характеризуют вклад токов решётки в  $z$ -ю составляющую рассеянного поля. Из 9-ти элементов диадной ФГ ненулевыми являются только 6, так как рассматриваются пока только плоские решётки. Из последнего уравнения системы (2.11) можно выразить  $E_z$  через  $U_2^E$ . Из выражения для  $f^E$  получаем формулы для вычисления  $G_{13}$  и  $G_{23}$

$$G_{13} = \pm j \frac{\chi_1}{\gamma_0} Z_{\Sigma}^E, \quad G_{23} = \pm j \frac{\chi_2}{\gamma_0} Z_{\Sigma}^E, \quad (2.22)$$

где знаки “+” и “-” используется при вычислении отраженного и прошедшего поля соответственно.

Полное поле на границах многослойного диэлектрика имеет следующий вид:

$$\vec{E}_{\text{пол отр}} = R_{\perp} \vec{E}_{\text{пад}} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (\hat{G}_{\text{отр}} \vec{I}_{\tau mn}), \quad \vec{E}_{\text{пол пр}} = T_{\perp} \vec{E}_{\text{пад}} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (\hat{G}_{\text{пр}} \vec{I}_{\tau mn})$$

для перпендикулярной поляризации, (2.23)

$$\vec{E}_{\text{пол отр}} = R_{\parallel} \vec{E}_{\text{пад}} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (\hat{G}_{\text{отр}} \vec{I}_{\tau mn}), \quad \vec{E}_{\text{пол пр}} = T_{\parallel} \vec{E}_{\text{пад}} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (\hat{G}_{\text{пр}} \vec{I}_{\tau mn})$$

для параллельной поляризации.

В выражениях (2.23)  $\hat{G}_{\text{отр, пр}}$  – диадная ФГ для вычисления поля на верхней или нижней границах многослойного диэлектрика. Она вычисляется по формуле (2.7), где сопротивление  $Z_{\Sigma}^{\beta}$  рассчитывается по (2.21). Нужно добавить, что при параллельной поляризации в матрицу  $\hat{G}$  добавляются еще два элемента, рассчитываемые по (2.22), что связано с наличием  $z$ -ой составляющей рассеянного решёткой поля.  $\vec{I}_{\tau mn}$  – спектры токов на элементах решётки, которые являются решением ИУ (2.7). Так как ИУ легче всего решать с помощью метода Галеркина, который будет приведен в следующих параграфах, то токи на поверхности металла лучше представлять в дискретном виде.

В выражениях (2.23)  $\vec{E}_{\text{пол отр, пр}}$  – полное поле на границах рассматриваемой многослойной структуры. Для практического применения больший интерес пред-

ставляют амплитуды распространяющихся по координате  $z$  гармоник. Если период решётки меньше, чем половина длины волны, то распространяющейся является гармоника с индексами  $m=n=0$ . Для вычисления её амплитуды от сумм в (2.6) остаётся одно слагаемое с индексами  $m=n=0$ . Направление распространения этой гармоники совпадает с направлениями отражённой и прошедшей волны многослойного диэлектрика без решётки.

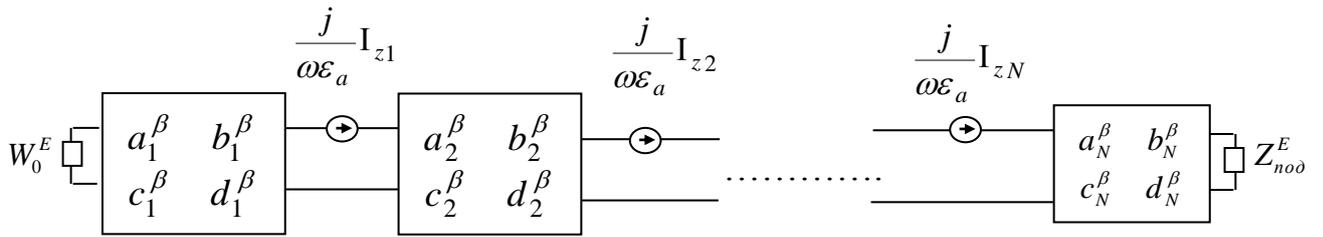
Если рассматриваются разряженные решётки с большим по отношению к половине длины волны периодом, то в рассеянном поле появляются высшие ( $m$  или  $n \neq 0$ ) гармоники, распространяющиеся по координате  $z$ . При вычислении амплитуд высших гармоник нужно использовать соответствующие слагаемые от сумм в (2.23). При этом  $R_{\perp//} = 0$  и  $T_{\perp//} = 0$ . Направление распространения этих гармоник можно определить по формулам [48]

$$\varphi_{mn} = \arctan\left(\frac{\chi_{2n}}{\chi_{1m}}\right), \quad \theta_{mn} = \arcsin\left(\frac{\chi_{1n} + \chi_{2m}}{k_0(\cos \varphi_{mn} + \sin \varphi_{mn})}\right). \quad (2.24)$$

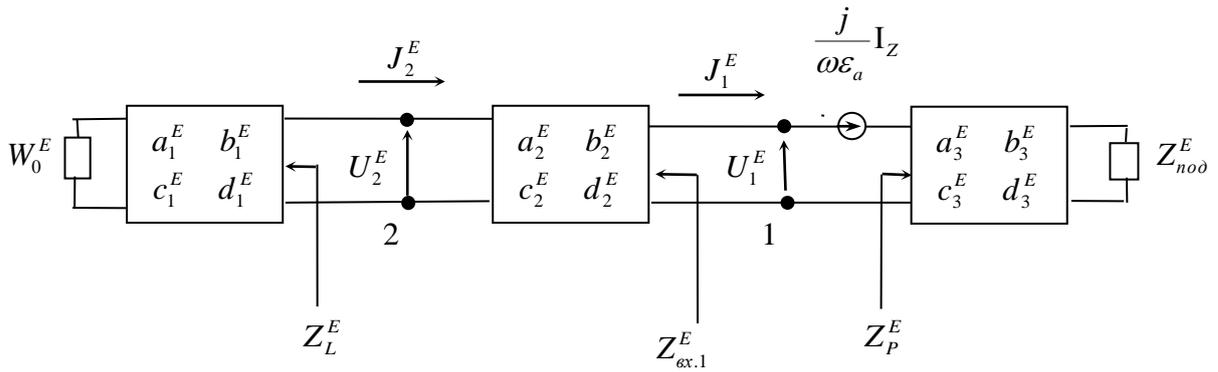
## 2.6 Интегральное уравнение для диэлектрика с объёмной решёткой

В предыдущих параграфах рассматривался случай бесконечно тонких ДР, у которых не было составляющих электрического тока вдоль координаты  $z$ . Составления ИУ в случае, когда на металлических элементах ДР есть составляющая тока вдоль координаты  $z$ , надо использовать системы дифференциальных уравнений (1.5) и (1.6) с учётом того, что  $\vec{\Gamma}^M = 0$ , а  $I_z^E \neq 0$ .  $I_z^E$  - преобразование Фурье объёмного  $Z$ -го тока. Тогда во втором уравнении системы (1.5) правая часть не будет равна нулю, что эквивалентно включению между участками эквивалентной длинной линии источника напряжения. Источники напряжения, которые описывают составляющую тока вдоль координаты  $z$ , должны быть распределёнными вдоль этой координаты, т.е. для каждой точки, где есть  $z$ -й ток надо рассматривать свою схему эквивалентной длинной линии (рисунок 2.7а).

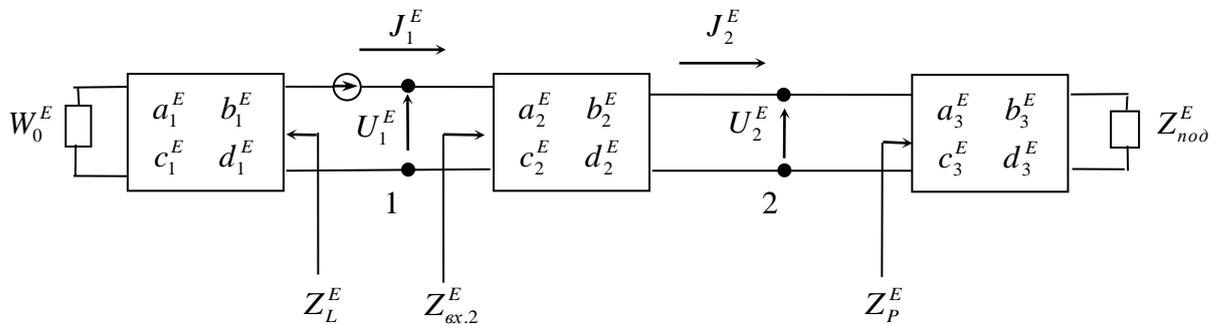
Используя схему (рисунок 2.7б, в), ток в точке 2 от источника напряжения в точке 1 выражается следующим образом:



а) эквивалентная длинная линия с источниками напряжения, описывающие z-е составляющие тока решётки



б) точка источника находится ниже точки наблюдения



в) точка источника находится выше точки наблюдения

Рисунок 2.7 – Эквивалентные длинные линии для нахождения ФГ при наличии составляющих тока решётки вдоль координаты z

$$J_2^E = -\frac{jI_z}{\omega\epsilon'_a} \frac{(d_2^E - Z_{ex.1}^E c_2^E)}{(Z_P^E + Z_{ex.1}^E)} \quad (\text{точка 1 ниже точки 2}), \tag{2.25}$$

$$J_2^E = \frac{jI_z}{\omega\epsilon'_a} \frac{(a_2^E - Z_{ex.2}^E c_2^E)}{(Z_L^E + Z_{ex.2}^E)} \quad (\text{точка 1 выше точки 2}).$$

После подстановки (2.25) в третье уравнение (1.5) получается уравнение для спектра рассеянного поля в точке 2 от источника в точке 1:

$$\ell_z = -\frac{j}{\omega\varepsilon_a} \left( |\chi|^2 \frac{j}{\omega\varepsilon'_a} \frac{(d_2^E - Z_{\text{ex},1}^E c_2^E)}{(Z_P^E + Z_{\text{ex},1}^E)} \right) I_z \quad \text{или} \quad \ell_z = \frac{j}{\omega\varepsilon_a} \left( |\chi|^2 \frac{j}{\omega\varepsilon'_a} \frac{(a_2^E - Z_{\text{ex},2}^E c_2^E)}{(Z_L^E + Z_{\text{ex},2}^E)} \right) I_z \quad (2.26)$$

Переходя от спектров в пространственную область аналогично выводам формул (2.6), выражение для рассеянного поля в точке 2 от источника напряжения, находящегося в точке 1, имеет вид:

$$E_{\text{pac}2z} = -\frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega^2 \varepsilon_a \varepsilon'_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |\chi|^2 I_z \frac{(d_2^E - Z_{\text{ex},1}^E c_2^E)}{(Z_P^E + Z_{\text{ex},1}^E)} dz' + \frac{1}{T_1 T_2} \frac{j}{\omega\varepsilon'_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_z \quad (2.27)$$

(точка 1 ниже точки 2),

$$E_{\text{pac}2z} = -\frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega^2 \varepsilon_a \varepsilon'_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |\chi|^2 I_z \frac{(a_2^E - Z_{\text{ex},2}^E c_2^E)}{(Z_L^E + Z_{\text{ex},2}^E)} dz' + \frac{1}{T_1 T_2} \frac{j}{\omega\varepsilon'_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_z$$

(точка 1 выше точки 2),

где  $2\Delta$  - расстояние вдоль координаты  $z$ , где существует  $z$ -й ток;

$\varepsilon'_a$  - диэлектрическая проницаемость слоя, где находится источник напряжения;

$\varepsilon_a$  - диэлектрическая проницаемость слоя, где рассчитывается поле.

Внеинтегральный член в правых частях равенств (2.27) следует из 3-го уравнения (1.5).

Для получения остальных элементов диадной ФГ необходимо составить схемы длинных линий для расчёта рассеянного поля, аналогичные, как на Рисунке 2.7б и в. Для элементов, связанных с поперечными токами, вместо источника напряжения необходимо включать в схему соответствующий источник тока. Аналогичным образом, воспользовавшись уравнениями (1.3),(1.6),(1.7), можно выразить составляющие рассеянных полей.

$$E_{\text{pac}2x} = \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega\varepsilon'_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_1 \frac{Z_{\text{ex},1}^E}{(Z_{\text{ex},1}^E + Z_P^E)} \left( a_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{\text{ex},1}^E} \right) I_z dz',$$

$$E_{\text{pac}2y} = \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega\varepsilon'_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_2 \frac{Z_{\text{ex},1}^E}{(Z_{\text{ex},1}^E + Z_P^E)} \left( a_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{\text{ex},1}^E} \right) I_z dz',$$

$$\begin{aligned}
E_{pac2z} &= \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_1 \frac{Z_P^E}{(Z_{ex.1}^E + Z_P^E)} (d_2^E - c_2^E Z_{ex.1}^E) I_x, \\
E_{pac2z} &= \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_2 \frac{Z_P^E}{(Z_{ex.1}^E + Z_P^E)} (d_2^E - c_2^E Z_{ex.1}^E) I_y,
\end{aligned} \tag{2.28}$$

(для случая, когда точка источника 1 ниже точки наблюдения 2)

$$\begin{aligned}
E_{2x pac} &= \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega \varepsilon'_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_1 \frac{Z_{ex.2}^E}{(Z_{ex.2}^E + Z_L^E)} \left( d_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{ex.2}^E} \right) I_z dz', \\
E_{2y pac} &= \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega \varepsilon'_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_2 \frac{Z_{ex.2}^E}{(Z_{ex.2}^E + Z_L^E)} \left( d_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{ex.2}^E} \right) I_z dz'; \\
E_{2z pac} &= \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_1 \frac{Z_L^E}{(Z_{ex.2}^E + Z_L^E)} (a_2^E - c_2^E Z_{ex.2}^E) I_x; \\
E_{2z pac} &= \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_2 \frac{Z_L^E}{(Z_{ex.2}^E + Z_L^E)} (a_2^E - c_2^E Z_{ex.2}^E) I_y.
\end{aligned}$$

(для случая, когда точка источника 1 выше точки наблюдения 2)

Приближённо для элементарного  $z$ -го тока на участке, где он изменяется незначительно (при  $\Delta \rightarrow 0$ ), элементы диадной ФГ могут быть записаны:

$$\begin{aligned}
G_{zmm} &= \int_{-\Delta}^{\Delta} \left( \left( \frac{j}{\omega \varepsilon_a} \right)^2 |\chi|^2 \frac{(d_2^E - Z_{ex.1}^E c_2^E)}{(Z_P^E + Z_{ex.1}^E)} + \left( \frac{j}{\omega \varepsilon_a} \right) \delta(p - q) \right) dz' \quad (\text{q ниже p}), \\
G_{zmm} &= \int_{-\Delta}^{\Delta} \left( \left( \frac{j}{\omega \varepsilon_a} \right)^2 |\chi|^2 \frac{(a_2^E - Z_{ex.2}^E c_2^E)}{(Z_L^E + Z_{ex.2}^E)} + \left( \frac{j}{\omega \varepsilon_a} \right) \delta(p - q) \right) dz' \quad (\text{q выше p}), \\
G_{zx mm} &= \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \chi_1 \frac{Z_{ex.1}^E}{(Z_{ex.1}^E + Z_P^E)} \left( a_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{ex.1}^E} \right) dz' \quad (\text{q ниже p}), \\
G_{zx mm} &= \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \chi_1 \frac{Z_{ex.2}^E}{(Z_{ex.2}^E + Z_L^E)} \left( a_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{ex.2}^E} \right) dz' \quad (\text{q выше p}), \\
G_{zy mm} &= \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \chi_2 \frac{Z_{ex.1}^E}{(Z_{ex.1}^E + Z_P^E)} \left( a_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{ex.1}^E} \right) dz' \quad (\text{q ниже p}), \\
G_{zy mm} &= \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \int_{-\Delta}^{\Delta} \chi_2 \frac{Z_{ex.2}^E}{(Z_{ex.2}^E + Z_L^E)} \left( a_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{ex.2}^E} \right) dz' \quad (\text{q выше p}), \\
G_{xz mm} &= \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \chi_1 \frac{Z_P^E}{(Z_{ex.1}^E + Z_P^E)} (d_2^E - c_2^E Z_{ex.1}^E) \quad (\text{q ниже p}), \\
G_{xz mm} &= \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \chi_1 \frac{Z_L^E}{(Z_{ex.2}^E + Z_L^E)} (d_2^E - c_2^E Z_{ex.1}^E) \quad (\text{q выше p}), \\
G_{yz mm} &= \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \chi_2 \frac{Z_P^E}{(Z_{ex.1}^E + Z_P^E)} (d_2^E - c_2^E Z_{ex.1}^E) \quad (\text{q ниже p}), \\
G_{yz mm} &= \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \chi_2 \frac{Z_L^E}{(Z_{ex.2}^E + Z_L^E)} (d_2^E - c_2^E Z_{ex.1}^E) \quad (\text{q выше p}).
\end{aligned} \tag{2.29}$$

Аналогично случаю бесконечно тонких решёток, для составления ИУ надо найти поле  $E_z$  в точках, где есть решетка с металлическими элементами, ориентированными вдоль координаты  $Z$  (объёмная решётка). Для этого, аналогично с п. 2.4, составляется эквивалентная схема, которая представлена на рисунке 2.8. На входе схемы действует источник тока  $J_{ex}^E$ , который описывает падающее поле. Входной ток длинной линии пересчитывается из точки 1 в точку 2:

$$\begin{aligned}
 J_{ex}^E &= 2E_{nad1z} \frac{\omega \varepsilon_0}{j|\chi|^2}, \\
 J_2^E &= J_{ex}^E \frac{W_0^E}{W_0^E + Z_{ex}^E} (a_1^E - c_1^E Z_{ex}^E), \\
 E_{nad2z} &= 2E_{nad1z} \frac{W_0^E}{W_0^E + Z_{ex}^E} (a_1^E - c_1^E Z_{ex}^E) \frac{1}{\varepsilon'},
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

где  $\varepsilon'$  - относительная диэлектрическая проницаемость слоя, где находится объёмная решетка.

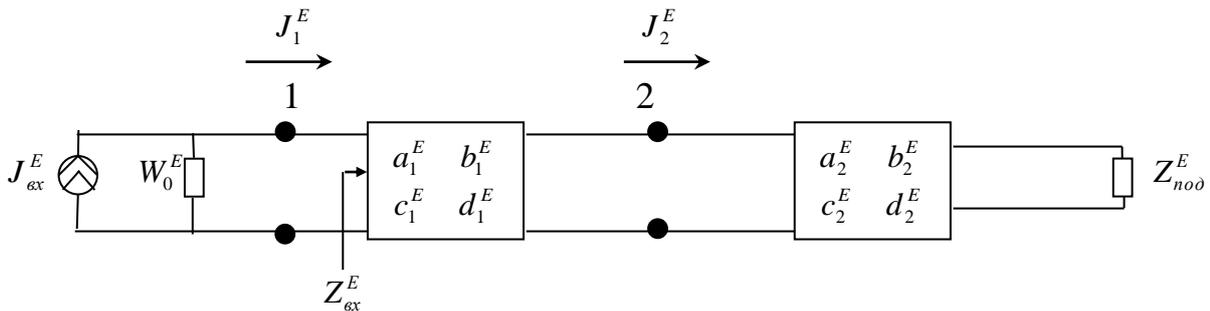


Рисунок 2.8 – Эквивалентные длинная линия для расчета падающего поля в точке, где находится решетка с металлическими элементами, ориентированными вдоль координаты  $z$

Аналогично с п. 2.5 рассчитываются поля на поверхностях многослойного диэлектрика от токов на элементах объёмной решётки. Составляется схема эквивалентной длинной линии (рисунок 2.9), в которой известные токи решетки вдоль координаты  $Z$  представляются в виде источника напряжения. Отражённое поле на верхней границе многослойного диэлектрика от  $z$ -х составляющих тока (точка 2):

$$\begin{aligned}
\widehat{E}_{omp\ x} &= \frac{Z_{ex.1}^E}{Z_{ex.1}^E + Z_{ex.2}^E} \chi_1 \left( a_1^E - \frac{b_1^E}{Z_{ex.1}^E} \right) \left( \frac{j}{\omega \varepsilon'_a} I_z \right), \\
\widehat{E}_{omp\ y} &= \frac{Z_{ex.1}^E}{Z_{ex.1}^E + Z_{ex.2}^E} \chi_2 \left( a_1^E - \frac{b_1^E}{Z_{ex.1}^E} \right) \left( \frac{j}{\omega \varepsilon'_a} I_z \right), \\
\widehat{E}_{omp\ z} &= \frac{1}{Z_{ex.1}^E + Z_{ex.2}^E} |\chi|^2 \left( d_1^E - c_1^E Z_{ex.1}^E \right) \left( \frac{-1}{\omega^2 \varepsilon'_a \varepsilon_0} I_z \right).
\end{aligned} \tag{2.31}$$

Прошедшее поле на нижней границе многослойного диэлектрика от z-х составляющих тока (точка 3):

$$\begin{aligned}
\widehat{E}_{np\ x} &= -\frac{Z_{ex.2}^E}{Z_{ex.1}^E + Z_{ex.2}^E} \chi_1 \left( d_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{ex.2}^E} \right) \left( \frac{1}{\omega \varepsilon'_a} I_z \right), \\
\widehat{E}_{np\ y} &= -\frac{Z_{ex.2}^E}{Z_{ex.1}^E + Z_{ex.2}^E} \chi_2 \left( d_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{ex.2}^E} \right) \left( \frac{1}{\omega \varepsilon'_a} I_z \right), \\
\widehat{E}_{np\ z} &= -\frac{Z_{ex.2}^E}{Z_{ex.1}^E + Z_{ex.2}^E} |\chi|^2 \left( d_2^E - \frac{b_2^E}{Z_{ex.2}^E} \right) \left( \frac{1}{\omega^2 \varepsilon'_a \varepsilon_0} I_z \right).
\end{aligned} \tag{2.32}$$

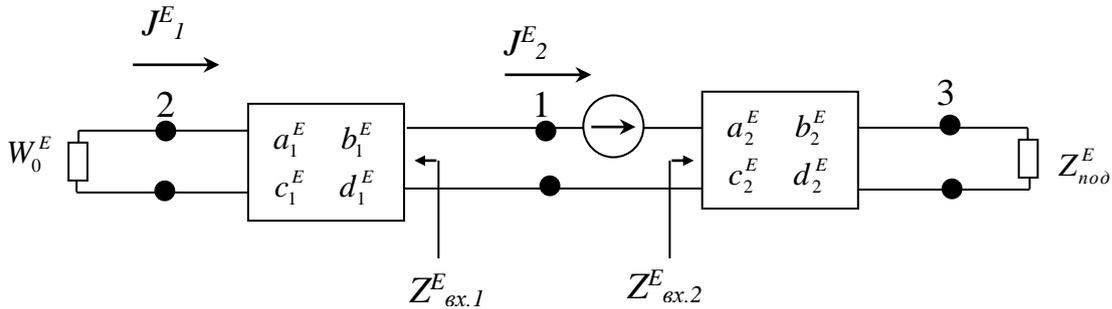


Рисунок 2.9 – Эквивалентные длинная линия для расчёта поля от токов объёмной решётки, находящейся в многослойном диэлектрике

В формулах (2.30) и (2.31)  $\widehat{E}_{omp, np\ xyz}$  - преобразование Фурье от составляющих рассеянных полей объёмной решётки. Для нахождения значения полей в пространственной области необходимо взять обратное преобразование Фурье, которое для периодической решетки будет представлять бесконечную сумму по гармоникам Флоке. Аналогично с формулами (2.23) для случая, когда период ре-

шѐтки не больше половины длины волны, для рассеянного поля распространяется только нулевая гармоника, поэтому:

$$E_{\text{отр, пр xyz}} = \widehat{E}_{00 \text{отр, пр xyz}} e^{-j(\chi_{1 \ 00} x + \chi_{2 \ 00} y)}, \quad (2.33)$$

где  $\widehat{E}_{00 \text{отр, пр xyz}}$  - 0-я гармоника спектра рассеянного поля;

$\chi_{1 \ 00}$  и  $\chi_{2 \ 00}$  - значения пространственных частот при  $m=0$  и  $n=0$ .

## 2.7 Численное решение интегрального уравнения

Для решения задачи дифракции ЭМВ на решѐтке, находящейся в многослойном диэлектрике, необходимо решить ИУ (2.1), которое может быть записано в виде

$$-\vec{E}_{\text{над}2\tau}(\vec{r}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \widehat{G}_{mn} \vec{I}_{mn} e^{-j\vec{\chi}_{mn}\vec{r}}, \quad (2.34)$$

где  $\vec{I}_{mn}$  – спектр неизвестных составляющих тока решетки;

$\widehat{G}_{mn}$  – диадная ФГ, элементы которой вычисляются по формулам (2.6) (2.7), (2.9) и (2.29) для соответствующих значений пространственных гармоник;

$\vec{r}$  - точка наблюдения;

$$\vec{\chi}_{mn}\vec{r} = \chi_{1}x + \chi_{2}y.$$

ИУ (2.34) решается численно методом Галѐркина. Для разложения токов по базисным функциям каждый слой одного периода многослойной решѐтки, состоящей из  $M$  слоѐв, разбивается сеткой, представленной на рисунке 2.10. Используются одинаковые базисные и пробные функции, кусочно-линейные в направлении вектора тока и кусочно-постоянные в перпендикулярном направлении

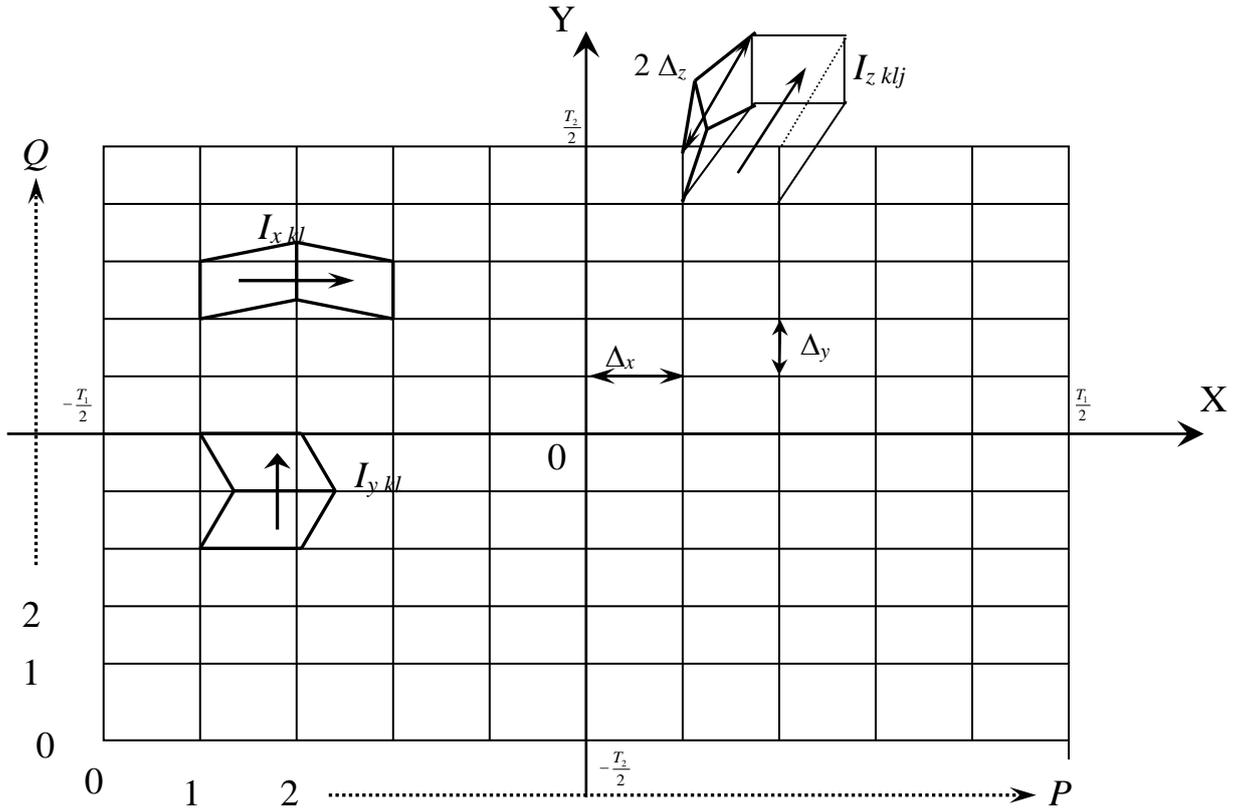


Рисунок 2.10 – Сетка для разложения по базисным функциям тока на одном периоде решётки

$$I_{xk'l'} = \begin{cases} 1 + \frac{x' - x_{k'}}{\Delta_{xk'}} & \text{при } x_{k'-1} \leq x' < x_{k'}, y_{l'-1} \leq y' < y_{l'}, \quad k' = 1 \dots P, \quad l' = 1 \dots Q, \\ 1 - \frac{x' - x_{k'}}{\Delta_{xk'+1}} & \text{при } x_{k'} \leq x' < x_{k'+1}, y_{l'-1} \leq y' < y_{l'}, \quad k' = 1 \dots P, \quad l' = 1 \dots Q, \\ 0 & \text{при всех других } x', y', \end{cases}$$

$$I_{ykl'} = \begin{cases} 1 + \frac{y' - y_{l'}}{\Delta_{yl'}} & \text{при } y_{l'-1} \leq y' < y_{l'}, x_{k'-1} \leq x' < x_{k'}, \quad k' = 1 \dots P, \quad l' = 1 \dots Q, \\ 1 - \frac{y' - y_{l'}}{\Delta_{yl'+1}} & \text{при } y_{l'} \leq y' < y_{l'+1}, x_{k'-1} \leq x' < x_{k'}, \quad k' = 1 \dots P, \quad l' = 1 \dots Q, \\ 0 & \text{при всех других } x', y', \end{cases} \quad (2.35)$$

$$I_{zkl'j'} = \begin{cases} 1 + \frac{z' - z_{j'}}{\Delta_{zj'}} & \text{при } y_{l'-1} \leq y' < y_{l'}, x_{k'-1} \leq x' < x_{k'}, z_{j'-1} \leq z' < z_{j'}, \quad k' = 1 \dots P, l' = 1 \dots Q, j' = 1 \dots N, \\ 1 - \frac{z' - z_{j'}}{\Delta_{zj'+1}} & \text{при } y_{l'-1} \leq y' < y_{l'}, x_{k'-1} \leq x' < x_{k'}, z_{j'} \leq z' < z_{j'+1}, \quad k' = 1 \dots P, l' = 1 \dots Q, j' = 1 \dots N, \\ 0 & \text{при всех других } x', y', z', \end{cases}$$

где  $\Delta_{xk'} = x_{k'} - x_{k'-1}$ ,  $\Delta_{yl'} = y_{l'} - y_{l'-1}$ , – длины ячеек сетки разбиения одного периода решетки;

$\Delta_{zj'} = z_{j'} - z_{j'-1}$  – размер ячейки разбиения  $z$ -го тока;

$(x', y', z')$  – координаты точки интегрирования;

$P$  – число ячеек сетки разбиения вдоль оси  $X$ ;

$Q$  – число ячеек сетки разбиения вдоль оси  $Y$ ;

$N$  – количество разбиений  $z$ -го тока.

Сетку разбиения удобно сделать равномерной, тогда  $\Delta$  для всех ячеек в одном направлении будет одинаково. Частота разбиения зависит от необходимой точности аппроксимации рисунка решётки и от длины падающей волны. Из выражений (2.35) видно, что базисные функции отличны от 0 на двух ячейках вдоль направления тока и на одной ячейке в перпендикулярном направлении. Для  $z$ -го тока базисная функция определена в объёме прямоугольного параллелепипеда. На концах его основания ток равен 0, а в центре – 1. Токи на элементах одного периода решётки записываются в виде линейной комбинации базисных функций

$$I_x = \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{y k'l'} I_{xk'l'}, \quad I_y = \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{y k'l'} I_{yk'l'}, \quad I_z = \sum_{j'=1}^N \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{z k'l'j'} I_{zk'l'j'}, \quad (2.36)$$

где  $C_{xk'l'}$ ,  $C_{yk'l'}$  и  $C_{zk'l'j'}$  – неизвестные коэффициенты разложения тока решётки по базисным функциям.

Если обратить внимание на базисные функции  $I_{xk'l'}$  при  $k'=P$  и  $I_{yk'l'}$  при  $l'=Q$ , то можно заметить, что они выходят за рамки одного периода. Это позволяет рассматривать решётки, в которых существует электрический контакт между соседними периодами. Составленная ФГ (2.7) с учётом периодичности перенесет конец этих базисных функций в вершину функций, лежащих с другого края периода.

Так как на периоде решётки ток существует не везде, то  $C_{kl}$  заведомо равны 0 в том случае, когда “ $kl$ ” участок периода свободен от металла или в случае гра-

ницы металлизированной области для перпендикулярного этой границе элемента тока.

Далее надо найти преобразование Фурье функций (2.36)

$$I_x = \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{x k'l'} I_{x k'l'}, \quad I_y = \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{y k'l'} I_{y k'l'}, \quad I_z = \sum_{j'=1}^N \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{z k'l'j'} I_{z k'l'j'}. \quad (2.37)$$

Спектры функций  $I_{x k'l'}$ ,  $I_{y k'l'}$  и  $I_{z k'l'j'}$  в (2.37) легко вычислить аналитически

$$I_{x k'l'} = e^{j(\chi_1 x_{k'} + \chi_2 y_{l'})} \left[ \frac{(e^{j\chi_1 \Delta_{k'+1}} - e^{-j\chi_1 \Delta_{k'}})}{j\chi_1} + \frac{(e^{-j\chi_1 \Delta_{k'}} (j\chi_1 \Delta_{k'} + 1) - 1) - (e^{j\chi_1 \Delta_{k'+1}} (j\chi_1 \Delta_{k'+1} - 1) + 1)}{\Delta_{k'} \chi_1^2 - \Delta_{k'+1} \chi_1^2} \right] \left( \frac{1 - e^{-j\chi_2 \Delta_{l'}}}{j\chi_2} \right),$$

$$I_{y k'l'} = e^{j(\chi_1 x_{k'} + \chi_2 y_{l'})} \left[ \frac{(e^{j\chi_2 \Delta_{l'+1}} - e^{-j\chi_2 \Delta_{l'}})}{j\chi_2} + \frac{(e^{-j\chi_2 \Delta_{l'}} (j\chi_2 \Delta_{l'} + 1) - 1) - (e^{j\chi_2 \Delta_{l'+1}} (j\chi_2 \Delta_{l'+1} - 1) + 1)}{\Delta_{l'} \chi_2^2 - \Delta_{l'+1} \chi_2^2} \right] \left( \frac{1 - e^{-j\chi_1 \Delta_{k'}}}{j\chi_1} \right), \quad (2.38)$$

$$I_{z k'l'j'} = \begin{cases} \left( 1 + \frac{z' - z_{j'}}{\Delta_{z j'}} \right) e^{j(\chi_1 x_{k'} + \chi_2 y_{l'})} \left( \frac{1 - e^{-j\chi_1 \Delta_{k'}}}{j\chi_1} \right) \left( \frac{1 - e^{-j\chi_2 \Delta_{l'}}}{j\chi_2} \right) & \text{при } z_{j'-1} \leq z' < z_{j'}, k' = 1 \dots P, l' = 1 \dots Q, j' = 1 \dots N, \\ \left( 1 - \frac{z' - z_{j'}}{\Delta_{z j'+1}} \right) e^{j(\chi_1 x_{k'} + \chi_2 y_{l'})} \left( \frac{1 - e^{-j\chi_1 \Delta_{k'}}}{j\chi_1} \right) \left( \frac{1 - e^{-j\chi_2 \Delta_{l'}}}{j\chi_2} \right) & \text{при } z_{j'} \leq z' < z_{j'+1}, k' = 1 \dots P, l' = 1 \dots Q, j' = 1 \dots N, \\ 0 & \text{при всех других } z', \end{cases}$$

или приблизительно в области, где базисная функция  $z$ -го тока не равна нулю,

$$I_{z k'l'j'} \approx 0,5 e^{j(\chi_1 x_{k'} + \chi_2 y_{l'})} \left( \frac{1 - e^{-j\chi_1 \Delta_{k'}}}{j\chi_1} \right) \left( \frac{1 - e^{-j\chi_2 \Delta_{l'}}}{j\chi_2} \right),$$

где  $x_{k'}$ ,  $y_{l'}$  - координаты точки интегрирования, соответствующей узлу ячейки  $k'l'$ .

Далее выражения (2.37) подставляются в (2.34), левая и правая части (2.34) умножаются на пробные функции  $I_{xkl}$ ,  $I_{ykl}$ ,  $I_{zklj}$  и производится интегрирование по области, где пробные функции отличны от нуля ( $S_{xkl}$ ,  $S_{ykl}$  или  $S_{zklj}$ ). Учитывая, что под полученными интегралами в правой части уравнения стоит ограниченная функция, можно поменять местами порядок интегрирования и суммирования. Так как пробные функции существуют на участке периода много меньшем длине вол-

ны, поле на этом участке можно считать постоянным, поэтому в правой части интеграл берется от одной пробной функции. В результате получается следующая система уравнений для неизвестных коэффициентов разложения  $C_{x,y_{kl}}$  и  $C_{z_{klj}}$  токов решётки по базисным функциям:

$$\begin{aligned}
 & \left[ \begin{array}{l} -E_{na\partial 2x}(\vec{r}_{kl}) \frac{(\Delta_{xk} + \Delta_{xk+1})}{2} \Delta_{y_l} \\ -E_{na\partial 2y}(\vec{r}_{kl}) \frac{(\Delta_{y_l} + \Delta_{y_{l+1}})}{2} \Delta_{x_k} \\ -E_{na\partial 2z}(\vec{r}_{klj}) \frac{(\Delta_{z_j} + \Delta_{z_{j+1}})}{2} \Delta_{x_k} \Delta_{y_l} \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{l} \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{x_{k'l'}} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{S_{x_{kl}}} (G_{11} I_{x_{k'l'}} I_{x_{kl}} e^{-j(\chi_1 x + \chi_2 y)}) dx dy \right) + \\ + \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{y_{k'l'}} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{S_{x_{kl}}} (G_{21} I_{y_{k'l'}} I_{x_{kl}} e^{-j(\chi_1 x + \chi_2 y)}) dx dy \right) + \\ + \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q \sum_{j'=1}^N C_{z_{k'l'j'}} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{S_{x_{kl}}} (G_{31} I_{z_{k'l'j'}} I_{x_{kl}} e^{-j(\chi_1 x + \chi_2 y)}) dx dy \right) \\ \\ \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{x_{k'l'}} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{S_{y_{kl}}} (G_{12} I_{x_{k'l'}} I_{y_{kl}} e^{-j(\chi_1 x + \chi_2 y)}) dx dy \right) + \\ + \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{y_{kl}} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{S_{y_{kl}}} (G_{22} I_{y_{k'l'}} I_{y_{kl}} e^{-j(\chi_1 x + \chi_2 y)}) dx dy \right) + \\ + \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q \sum_{j'=1}^N C_{z_{k'l'j'}} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{S_{y_{kl}}} (G_{32} I_{z_{k'l'j'}} I_{y_{kl}} e^{-j(\chi_1 x + \chi_2 y)}) dx dy \right) \\ \\ \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{x_{k'l'}} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{S_{z_{klj}}} (G_{13} I_{x_{k'l'}} I_{z_{klj}} e^{-j(\chi_1 x + \chi_2 y)}) dx dy dz \right) + \\ + \sum_{k'=1}^P \sum_{l'=1}^Q C_{y_{k'l'}} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{S_{z_{klj}}} (G_{23} I_{y_{k'l'}} I_{z_{klj}} e^{-j(\chi_1 x + \chi_2 y)}) dx dy dz \right) + \\ + \sum_{k=1}^P \sum_{l=1}^Q \sum_{j=1}^N C_{z_{k'l'j'}} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{S_{z_{klj}}} (G_{33} I_{z_{k'l'j'}} I_{z_{klj}} e^{-j(\chi_1 x + \chi_2 y)}) dx dy dz \right) \end{array} \right] \quad (2.39)
 \end{aligned}$$

Интегралы в (2.39) представляют собой комплексно сопряжённое преобразование Фурье от пробных функций по пространственным частотам  $\chi_1, \chi_2$ . Если заменить индексы:  $\alpha = kl$ ,  $\alpha' = k'l'$ ,  $\eta = klj$ ,  $\eta' = k'l'j'$ , то (2.39) можно представить в более удобной форме:

$$\begin{bmatrix} B_{x\alpha} \\ B_{y\alpha} \\ B_{z\eta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{\alpha'=1}^{PQ} A_{xx\alpha'\alpha} C_{x\alpha'} + \sum_{\alpha'=1}^{PQ} A_{yx\alpha'\alpha} C_{y\alpha'} + \sum_{\eta'=1}^{PQN} A_{zx\eta'\alpha} C_{z\eta'} \\ \sum_{\alpha'=1}^{PQ} A_{xy\alpha'\alpha} C_{x\alpha'} + \sum_{\alpha'=1}^{PQ} A_{yy\alpha'\alpha} C_{y\alpha'} + \sum_{\eta'=1}^{PQN} A_{zy\eta'\alpha} C_{z\eta'} \\ \sum_{\alpha'=1}^{PQ} A_{xz\alpha'\eta} C_{x\alpha'} + \sum_{\alpha'=1}^{PQ} A_{yz\alpha'\eta} C_{y\alpha'} + \sum_{\eta'=1}^{PQN} A_{zz\eta'\eta} C_{z\eta'} \end{bmatrix}, \quad \alpha = 1 \dots PQ \quad \eta = 1 \dots PQN, \quad (2.40)$$

$$\text{где } \begin{bmatrix} B_{x\alpha} \\ B_{y\alpha} \\ B_{z\eta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -E_{na\partial x}(\vec{r}_{kl}) \frac{(\Delta_{xk} + \Delta_{xk+1})}{2} \Delta_{y_l} \\ -E_{na\partial y}(\vec{r}_{kl}) \frac{(\Delta_{y_l} + \Delta_{y_{l+1}})}{2} \Delta_{x_k} \\ -E_{na\partial z}(\vec{r}_{klj}) \frac{(\Delta_{z_j} + \Delta_{z_{j+1}})}{2} \Delta_{x_k} \Delta_{y_l} \end{bmatrix};$$

$$A_{xx\alpha'\alpha} = \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{11} I_{x\alpha'} I_{x\alpha}^* \right);$$

$$A_{yx\alpha'\alpha} = \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{21} I_{y\alpha'} I_{x\alpha}^* \right);$$

$$A_{xy\alpha'\alpha} = \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{12} I_{x\alpha'} I_{y\alpha}^* \right);$$

$$A_{yy\alpha'\alpha} = \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{22} I_{y\alpha'} I_{y\alpha}^* \right);$$

$$A_{xz\alpha'\eta} = \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{-\Delta_j}^{\Delta_{j+1}} G_{13} I_{x\alpha'} I_{z\eta}^* dz \right);$$

$$A_{yz\alpha'\eta} = \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{-\Delta_j}^{\Delta_{j+1}} G_{23} I_{y\alpha'} I_{z\eta}^* dz \right);$$

$$A_{zx\eta'\alpha} = \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{31} I_{z\eta'} I_{x\alpha}^* \right);$$

$$A_{zy\eta'\alpha} = \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{32} I_{z\eta'} I_{y\alpha}^* \right);$$

$$A_{zz\eta'\eta} = \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{-\Delta_j}^{\Delta_{j+1}} G_{33} I_{z\eta'} I_{z\eta}^* dz \right).$$

В результате получена СЛАУ, состоящая из  $2PQM + PQN$  уравнений, для  $2PQM + PQN$  неизвестных коэффициентов  $C$ . Можно сократить число неизвестных. Так как электрический ток существует только на металлических элементах решётки, можно положить равными 0 коэффициенты  $C$  там, где нет электрического тока и не учитывать те уравнения, в которых точка наблюдения лежит вне металлических элементов решётки.

Так как элементы диадной ФГ (2.7) не зависят от поперечных координат  $X$  и  $Y$ , то для вычисления рядов в уравнениях (2.40), которые представляют собой обратное преобразование Фурье, можно применить процедуру БПФ, что позволит сократить время вычисления элементов матрицы СЛАУ. Спектры базисных и пробных функций токов на элементах бесконечно тонких решёток одинаковые в одном направлении для всех ячеек при условии, что их размеры в одном направлении одинаковые. Отличие заключается только в множителе  $e^{\pm j(\chi_1 x_k + \chi_2 y_l)}$ , поэтому при перемножении спектров базисных и пробных функций получается одно и то же выражение, не зависящее от координат  $(x, y)$ , но с разными множителями  $e^{j(\chi_1(x_k - x_k') + \chi_2(y_l - y_l'))}$ , зависящими от разности координат  $(x, y)$  точки наблюдения и интегрирования. Этот множитель в пространственной области легко учитывается смещением координат. Это обстоятельство и позволяет применять процедуру БПФ для вычисления элементов матрицы СЛАУ (2.40).

Рассматриваемые решётки могут содержать различные резистивные включения, которые описываются комплексным поверхностным сопротивлением  $Z_\diamond$ . Кроме этого, сами элементы решётки могут быть выполнены из материала с некоторым поверхностным сопротивлением. Для учёта поверхностного сопротивления материала решётки при составлении ИУ надо использовать резистивные граничные условия. Тогда ИУ (2.2) переписывается в виде:

$$-\vec{E}_{nad,\tau}(\vec{r}) = \int_S \widehat{G}\vec{I}_\tau dS + \vec{I}_\tau(\vec{r})Z_\diamond(\vec{r}) \quad (2.41)$$

Нетрудно убедиться, что для учета  $Z_\diamond$  необходимо прибавить к некоторым элементам матрицы  $A$  (в местах, где базисные и пробные функции пересекаются) следующие слагаемые  $\Delta A_{ij}$ , которые получаются из интегрирования тока  $\vec{I}_\tau$  в правой части (2.41) с пробными функциями:

$$\begin{aligned}
\Delta A_{x'a'a} &= \begin{cases} \Delta_{y_l} \left( \frac{\Delta_{x_k} Z_\diamond(x_k, y_l)}{3} + \frac{\Delta_{x_{k+1}} Z_\diamond(x_{k+1}, y_l)}{3} \right), & k = k' \\ Z_\diamond(x_k, y_l) \frac{\Delta_{y_l} \Delta_{x_k}}{6}, & k = k' + 1 \text{ или } Z_\diamond(x_{k+1}, y_l) \frac{\Delta_{y_l} \Delta_{x_{k+1}}}{6}, & k + 1 = k' \end{cases}, \\
\Delta A_{y'a'a} &= \begin{cases} \Delta_{x_k} \left( \frac{\Delta_{y_l} Z_\diamond(x_k, y_l)}{3} + \frac{\Delta_{y_{l+1}} Z_\diamond(x_k, y_{l+1})}{3} \right), & l = l' \\ Z_\diamond(x_k, y_l) \frac{\Delta_{y_l} \Delta_{x_k}}{6}, & l = l' + 1 \text{ или } Z_\diamond(x_k, y_{l+1}) \frac{\Delta_{y_{l+1}} \Delta_{x_k}}{6}, & l + 1 = l' \end{cases}, \\
\Delta A_{z'\eta'\eta} &= \begin{cases} \Delta_{y_l} \Delta_{x_k} \left( \frac{\Delta_{z_j} Z_\diamond(x_k, y_l, z_j)}{3} + \frac{\Delta_{z_{j+1}} Z_\diamond(x_k, y_l, z_{j+1})}{3} \right), & j = j' \\ Z_\diamond(x_k, y_l, z_j) \frac{\Delta_{y_l} \Delta_{x_k} \Delta_{z_j}}{6}, & j = j' + 1 \text{ или } Z_\diamond(x_k, y_l, z_{j+1}) \frac{\Delta_{y_l} \Delta_{x_k} \Delta_{z_{j+1}}}{6}, & j + 1 = j' \end{cases}.
\end{aligned} \tag{2.42}$$

При вычислении элементов матрицы СЛАУ, связанных с  $z$ -ми составляющими тока, существует проблема, связанная с вычислением интегралов вдоль координаты  $z$ . В этом случае для вычисления элементов матрицы СЛАУ необходимо составлять свою схему эквивалентной длинной линии для каждой точки, находящейся внутри области определения базисной функции. Это усложняет задачу при численном интегрировании, когда точки наблюдения и интегрирования лежат в области одной или соседних базисных функций.

Гармоники в спектрах полей делятся на два типа: распространяющиеся вдоль оси  $Z$  (чаще всего это одна гармоника 00) и не распространяющиеся (бесконечное число). Для распространяющихся гармоник в подынтегральной функции (2.28) и (2.29) стоят некоторые выражения с экспонентами с мнимым показателем. Для выбранной длины базисной функции изменение экспонент будет незначительным, поэтому для такого случая возможно численное интегрирование. Значение ФГ можно вычислить в центре базисных и пробных функций.

Для нераспространяющихся гармоник такое приближение приводит к тому, что ряды в (2.39) будут расходиться, поэтому необходимо воспользоваться другим приближением. Для нераспространяющихся гармоник входные сопротивления  $Z_L, Z_P$  не зависят от длины линии передачи и равны волновому сопротивлению линии  $W_a^E$ . Элементы матрицы в уравнениях (2.28) и (2.29), если точки наблюдения и интегрирования лежат в одном диэлектрическом слое, могут быть

преобразованы с учетом того, что в показателе экспоненты стоит действительное число

$$\begin{aligned}
A_{zz} &= \frac{1}{T_1 T_2} \left( \frac{j}{\omega \varepsilon_a} \right)^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} |\chi|^2 \frac{ch\gamma_a z - sh\gamma_a z \frac{Z_L^E}{W_a^E}}{2(Z_L^{\ominus} + Z_{\text{ex},2}^{\ominus})} I_z I_z^* dz dz' + \frac{1}{T_1 T_2} \frac{j}{\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_z \approx \\
&\approx \frac{1}{T_1 T_2} \left( \frac{j}{\omega \varepsilon_a} \right)^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_{-\Delta}^{\Delta} |\chi|^2 \frac{e^{-\gamma_a |z-z'|}}{2W_a^E} I_z I_z^* dz dz' + \frac{1}{T_1 T_2} \frac{j}{\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_z, \\
A_{zx} &\approx \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{2\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\Delta}^{\Delta} \chi_1 e^{-\gamma |z-z'|} I_z I_x^* dz, \\
A_{zy} &\approx \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{2\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\Delta}^{\Delta} \chi_2 e^{-\gamma |z-z'|} I_z I_y^* dz, \\
A_{xz} &\approx \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{2\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\Delta}^{\Delta} \chi_1 e^{-\gamma |z-z'|} I_x I_z^* dz', \\
A_{yz} &\approx \frac{1}{T_1 T_2} \frac{1}{2\omega \varepsilon_a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\Delta}^{\Delta} \chi_2 e^{-\gamma |z-z'|} I_y I_z^* dz'.
\end{aligned} \tag{2.43}$$

Полученные интегралы могут быть взяты аналитически.

При расчете элементов матрицы СЛАУ требуется вычислять ряды, поэтому необходимо выяснить, какое число членов ряда необходимо учитывать для достижения приемлемой точности. Для этого надо рассмотреть сходимость рядов для разных элементов матрицы (2.40), которая включает 9 типов подматриц, элементы которых, как будет показано ниже, сходятся по-разному.

Для примера рассматривается сходимость рядов у элементов матрицы СЛАУ при решении ИУ задачи дифракции на решётке диполей, лежащей между слоями диэлектрика толщиной по 10 мм с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon=2$ . Число ячеек сетки разбиения составляет 16 на 16 клеток, период решётки 10 на 10 мм (1-й вариант), частота 10 ГГц.

На рисунке 2.11а представлены для пяти вариантов семейства графиков зависимости значений  $A_{xx\alpha'\alpha}$  при  $\alpha' = \alpha$  частичной суммы ряда от  $M$  – числа оставленных членов суммирования по индексу  $m$ , то есть суммы в (2.40) берутся от минус  $M$  до плюс  $M$ . При этом суммирование по индексу  $n$  производилось с

большим количеством членов. Во 2-м варианте период уменьшен в два раза. В 3-м варианте угол падения составлял  $20^\circ$ . В 4-м варианте значение диэлектрической проницаемости слоёв диэлектрика составляла 10. В 5-м варианте число ячеек сетки разбиения было уменьшено до 8 на 8.

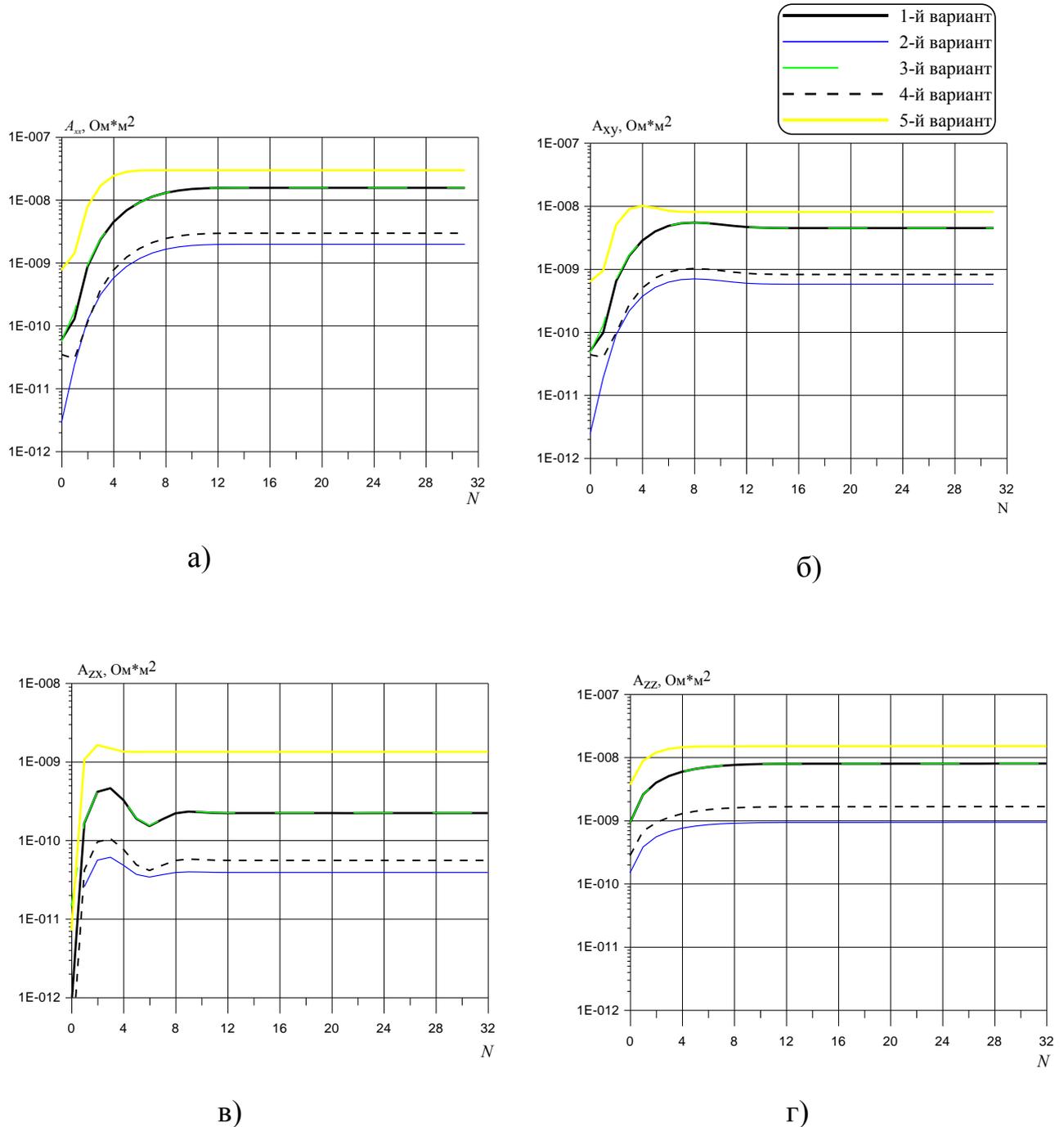


Рисунок 2.11 – Зависимость частичных сумм рядов у элементов матрицы СЛАУ от числа слагаемых: а)  $A_{xx}$ ; б)  $A_{xy}$ ; в)  $A_{zx}$ ; г)  $A_{zz}$

Из графиков видно, что скорость сходимости не зависит ни от параметров диэлектрика, ни от параметров решетки, ни от угла падения волны. Во всех перечисленных вариантах сумма ряда достигает 1% отклонения от истинного значения приблизительно при значении  $M$  равном 12.

Скорость сходимости меняется лишь при изменении числа ячеек на одном периоде решётки. Скорость сходимости пропорционально зависит от отношения размера базисных функций к размерам периода решётки. При увеличении размера базисной функции относительно периода решётки в два раза сумма ряда достигает 1% отклонения от полной суммы при значении  $M$  равном 6.

На рисунке 2.11б,в,г представлены графики зависимости сходимости рядов для элементов матрицы СЛАУ  $A_{xy\alpha'\alpha}$ ,  $A_{zz\eta'\eta}$ ,  $A_{zx\eta'\alpha}$ . Также, как и в случае сходимости рядов для элементов матрицы  $A_{xx\alpha'\alpha}$ , скорость сходимости рядов этих элементов зависит только от соотношения размеров базисных функций к размеру периода решётки.

Результаты исследований, приведённых на рисунке 2.11, показывают, что при использовании процедуры двумерного БПФ количество оставленных членов рядов может совпадать с числом ячеек разбиения периода. Это не приводит к большим погрешностям.

Описанная в п.п. 2.1-2.7 электродинамическая модель многослойной периодической структуры, находящейся между слоями многослойного диэлектрика, была реализована в виде расчётной программы для компьютера “Stenka”.

## **2.8 Тестирование модели многослойной диэлектрической структуры, содержащей дифракционные решетки**

В качестве примеров тестирования разработанных модели и вычислительной программы “Stenka” рассмотрим два варианта двухслойных ДР, которые исследовались в работах [21,24].

Первая решётка [24] представляет собой два слоя из периодически расположенных диполей, находящихся на поверхности тонких диэлектрических слоев с  $\epsilon_{1,3} = 3$  и толщинами  $l_{1,3} = 0,021$  мм. Слои диэлектрика разнесены на расстояние  $l_2 = 2$  мм (рисунок 2.12а). Сравнение частотных зависимостей КП, рассчитанных по программе “Stenka”, с данными [24] представлено на рисунке 2.12 (б – при нормальном падении, в и г – при угле падения  $45^\circ$  для параллельной и перпендикулярной поляризаций).

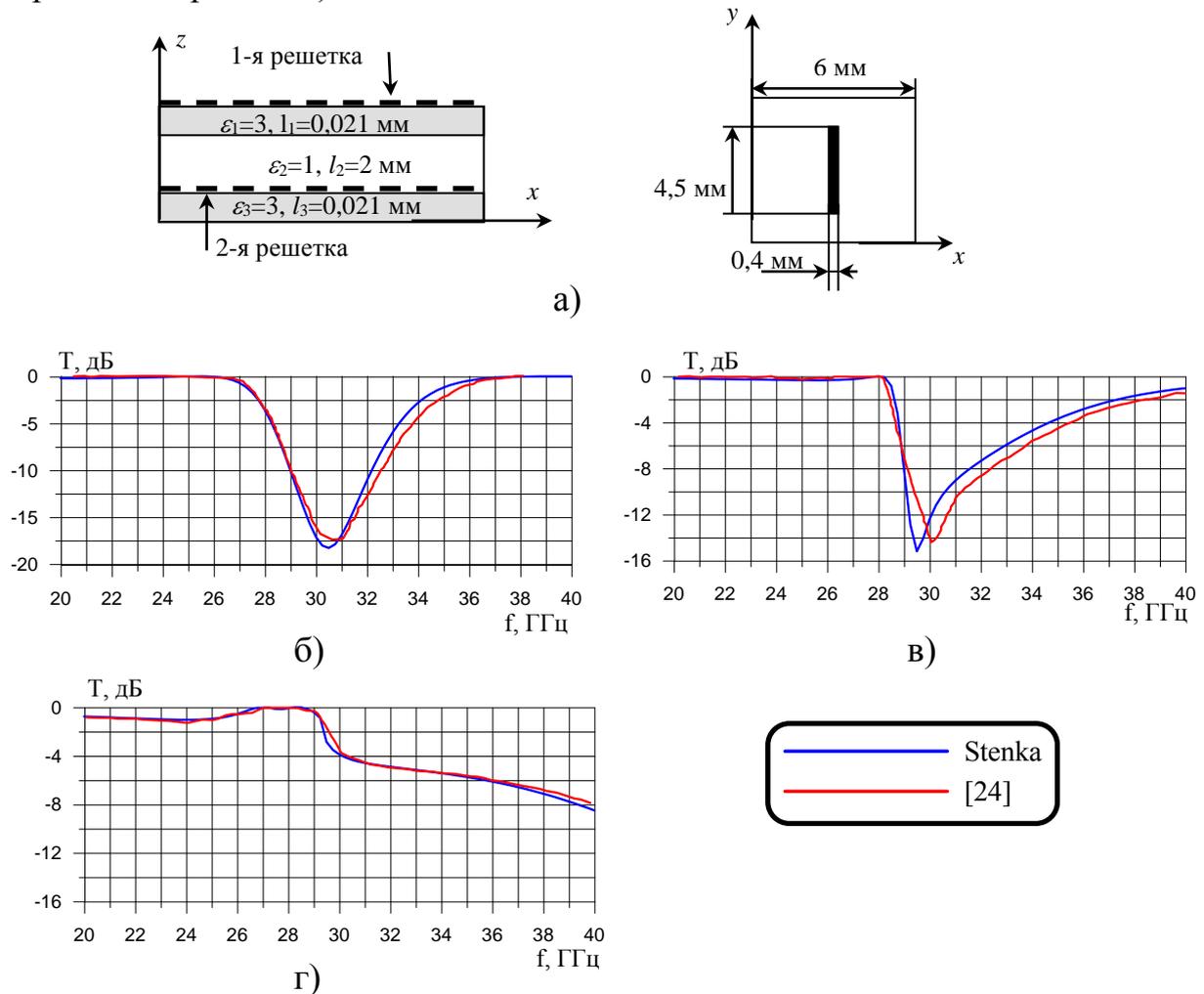


Рисунок 2.12 – Частотные зависимости коэффициента прохождения двухслойной решетки из вибраторов при разных углах падения: а) структура решётки; б)  $0^\circ$ ; в)  $45^\circ$  (параллельная поляризация); г)  $45^\circ$  (перпендикулярная поляризация)

Вторая ДР [21] состоит из двух слоёв периодически расположенных металлических крестов, разделенных диэлектрическим слоем с  $\epsilon=2,58$  и толщиной  $l = 2,36$  мм (рисунок 2.13а). Период решетки 10 мм, размеры крестов указаны на ри-

сунке. На рисунке 2.13б показана в сравнении частотная зависимость КО, представленная в [21] и рассчитанная по программе “Stenka”.

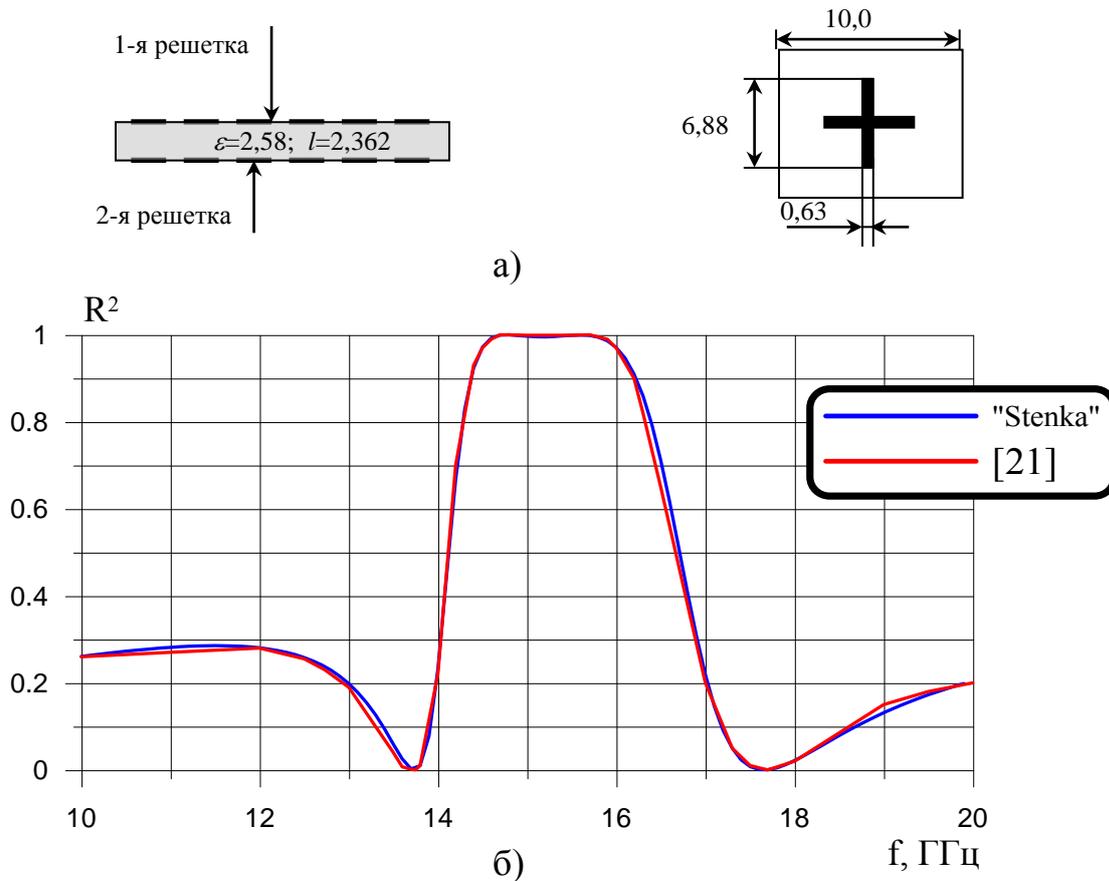
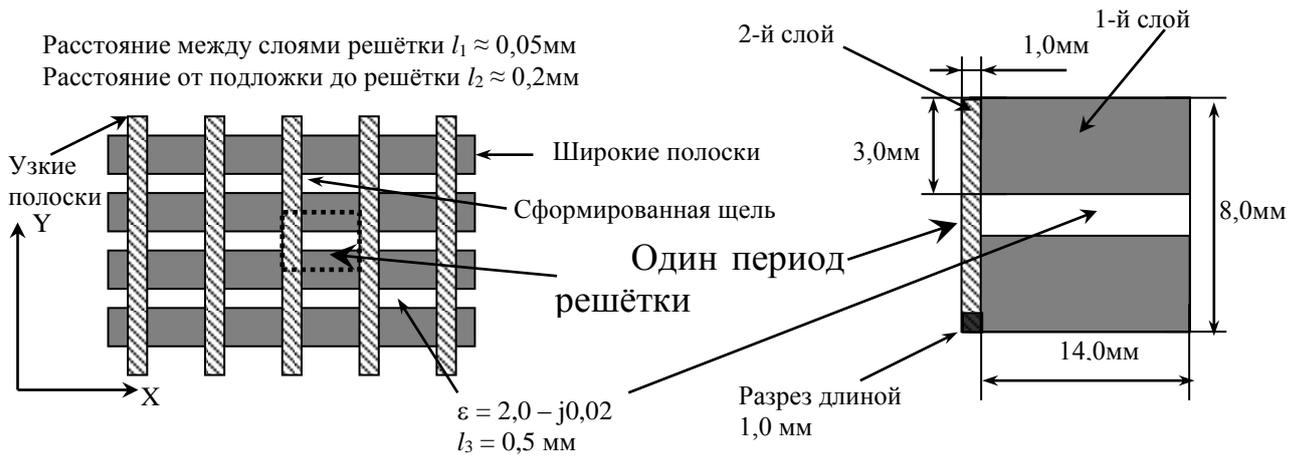


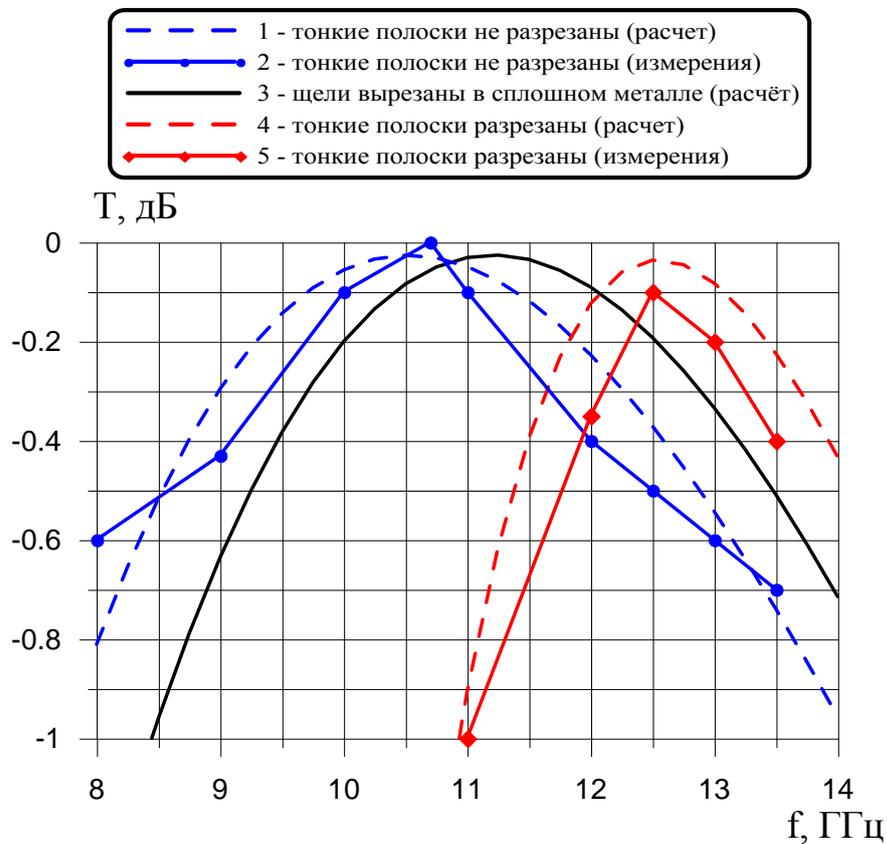
Рисунок 2.13 – Частотная зависимость коэффициента отражения двухслойной решетки из крестов: а) структура решётки; б) частотная зависимость квадрата коэффициента отражения

Для обоих примеров видим достаточно хорошее графическое совпадение расчётных и тестовых данных.

При экспериментальной проверке модели исследовались свойства структуры, показанной на рисунке 2.14а. Макет изготовлен из фторопластовой пластины (толщина  $l_3 = 0,5$  мм,  $\epsilon = 2,0 - j0,02$ ), на которую взаимно перпендикулярно наклеены широкие и узкие полосы металлического скотча, образующие металлический экран с набором щелей. Так как использовался достаточно толстый скотч, в расчётах решётка из широких полос полагалась отстоящей до диэлектрической подложки на расстоянии  $l_2 = 0,2$  мм. Расстояние от решётки из узких полос до решётки из широких полос полагалось равным  $l_1 = 0,05$  мм.



а) периодическая структура из щелей



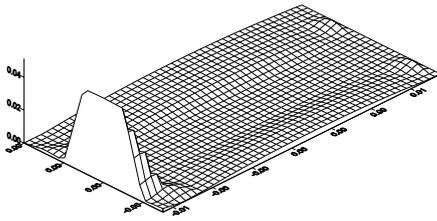
б) частотные зависимости КП

Рисунок 2.14 – Частотные зависимости КП периодической структуры из щелей, образованных пересечением широких и узких металлических полосок

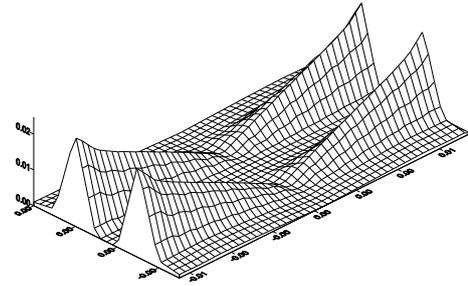
Измеренные и рассчитанные частотные зависимости КП указанной структуры достаточно хорошо совпадают (ср. графики 1 и 2 на рисунке 2.14б). Некоторое отличие, по всей вероятности, в большей степени обусловлено погрешностью

измерений, выполнявшихся в 2002 году на устаревшем оборудовании. Следует обратить внимание на адекватность модели физическим эффектам в рассматриваемой структуре. Так по сравнению со сплошным металлическим экраном со щелями максимум КП металлической структуры из полосок сдвинут в низкочастотную область (ср. графики 1 и 3 на рисунке 2.14б). Это обусловлено отсутствием электрических контактов между широкими и узкими полосками, которые в макете образуют щели. Фактически имеется двухслойная решетка (в расчётах расстояние между широкими и узкими полосками полагалось равным  $l_1 = 0,05$  мм). Если узкие полоски разрезать (см. рисунке 2.14а), то частота, на которой наблюдается максимальное значение КП, заметно возрастает. Такой сдвиг частоты подтверждается экспериментально (см. графики 2 и 5, 1 и 4 на рисунке 2.14б). Данный эффект объясняется тем, что при разрыве тонких полосок распределение электрического тока на них приближается к распределению тока на периодической структуре из щелей, прорезанных в сплошном металле (рисунок 2.15). Обнаружить проявление такого эффекта с помощью моделей, в которых не учитывается взаимное влияние слоёв решётки, невозможно. Представленная в диссертации модель многослойных ДР учитывает взаимное влияние слоёв многослойной решетки, что позволяет расширить круг исследуемых задач.

Для тестирования электродинамической модели ДР из объёмных элементов проводились измерения и расчеты частотных зависимостей КП двух вариантов решеток. Первая решётка состояла из металлических штырей длиной 17 мм, расположенных вдоль оси  $Z$  в узлах сетки с периодом 15 мм. Вторая решётка состояла из металлических скоб длиной 10мм и высотой 3,75 мм (Рисунок 2.16а), расположенных с таким же периодом. Достаточно хорошее совпадение результатов измерений и расчётов (Рисунок 2.16 б-д) свидетельствует о правильности построенной модели. Нужно заметить, что решётка из штырей отражает только при наклонном падении при параллельной поляризации.

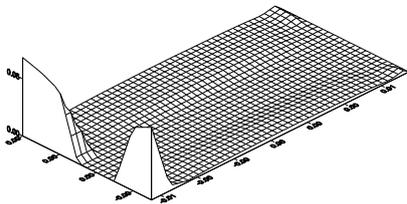
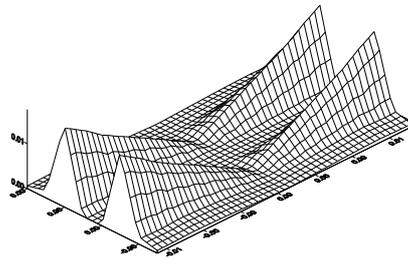
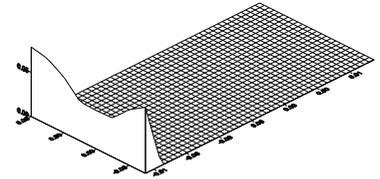


у-й ток

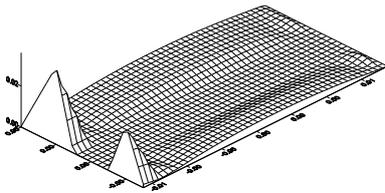
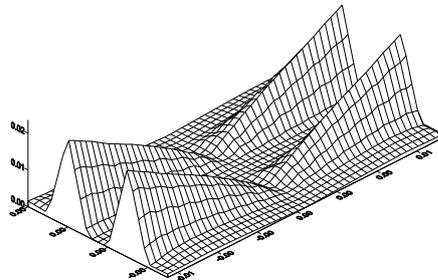
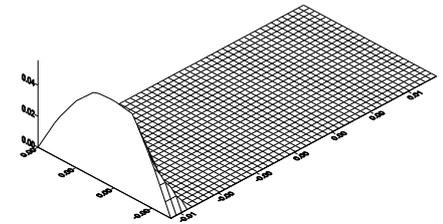


х-й ток

## а) щели, вырезанные в металле

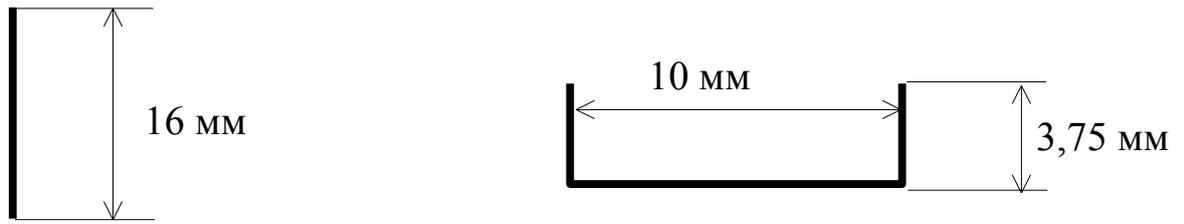
у-й ток  
на широких полоскахх-й ток  
на широких полоскаху-й ток  
на узких полосках

## б) щели, сформированные широкими и не разрезанными узкими полосками

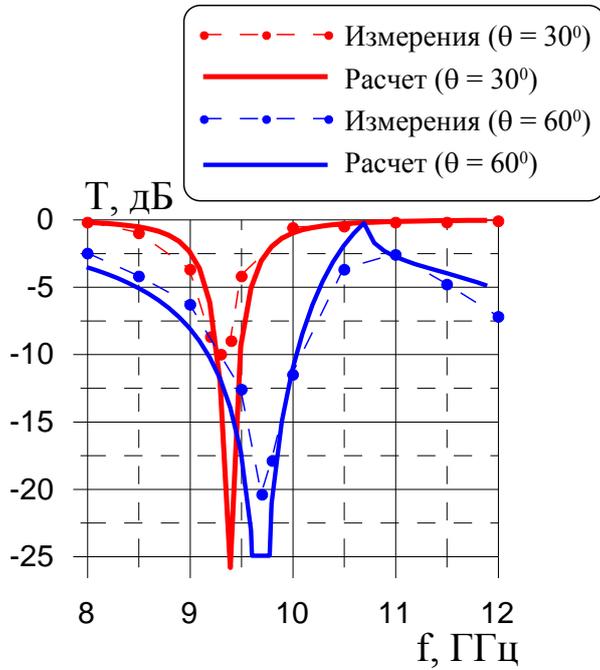
у-й ток  
на широких полоскахх-й ток  
на широких полоскаху-й ток  
на узких полосках

## в) щели, сформированные широкими и разрезанными узкими полосками

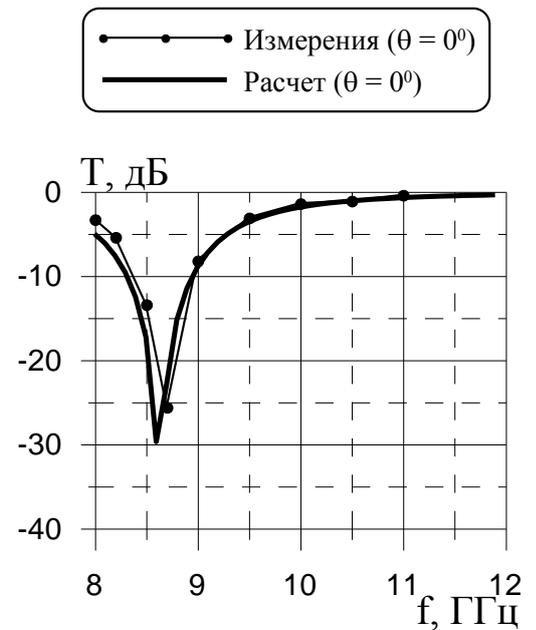
Рисунок 2.15 – Сравнение распределений тока на одном периоде решётки из щелей при различных способах формирования щели. Поле  $E$  направлено вдоль оси  $Y$ , частота соответствует максимуму КП



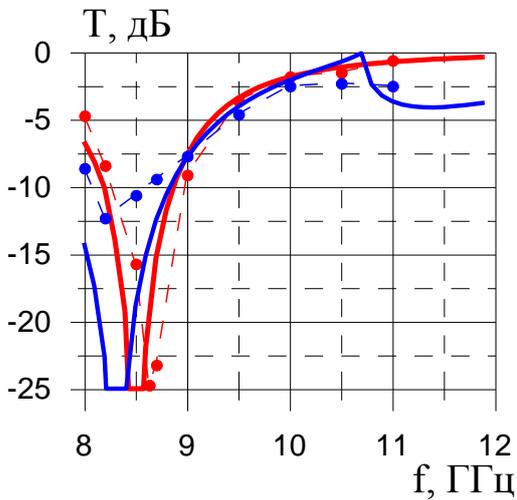
а) геометрия штырей (слева) и скоб (справа)



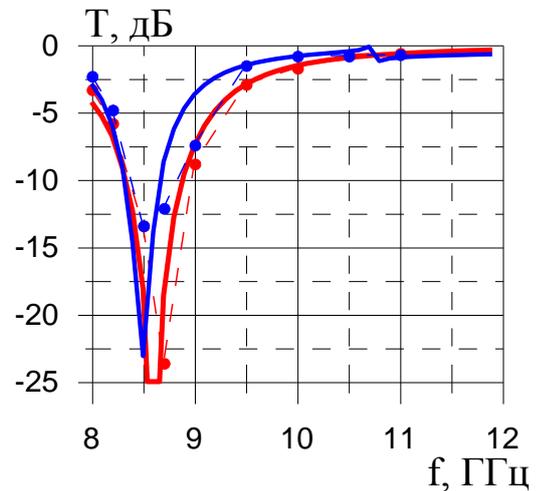
б) параллельная поляризация (штыри)



в) нормальное падение (скобы)



г) перпендикулярная поляризация (скобы)



д) параллельная поляризация (скобы)

Рисунок 2.16 – Частотная зависимость КП ДР из объёмных элементов: б) из вертикальных металлических штырей; в-д) из металлических скоб

ДР из объёмных элементов могут быть использованы в качестве угловых фильтров, которые отражают только электромагнитную волну параллельной поляризации при наклонном падении и не оказывают влияние на прохождение волны при нормальном падении и при наклонном падении при перпендикулярной поляризации.

Для иллюстрации эффективного использования ДР из металлических штырей в качестве углового фильтра разработана решётка, состоящая из двух слоёв периодически расположенных металлических штырей, которая позволила снизить вредное боковое излучение параболической антенны для радиорелейной связи. На рисунке 2.17 представлена структура исследованной антенны, состоящая из параболического зеркала, облучателя, бленды с радиопоглощающим материалом РАН-28М, поляризационного фильтра и углового фильтра из штырей. С учетом рабочего диапазона частот 7,9-8,5 ГГц расчетные параметры решетки: длина штырей - 23 мм, период - 15 мм. При макетировании штыри располагались внутри слоя пенопласта. Для усиления эффекта фильтрации использовалось два слоя штырей (рисунок 2.18а). На рисунке 2.18б представлены измеренные и вычисленные по двум программам (FEKO и Stenka) частотные зависимости КП такой периодической структуры при разных углах падения ЭМВ параллельной поляризации. Видно, что уже при угле падения в  $30^0$  у однослойного фильтра существенно снижается КП на частоте 8,0 ГГц. При увеличении угла падения минимум КП сдвигается в область высоких частот. Решётка из двух слоёв штырей имеет более выраженные фильтрующие свойства (измерения частотной зависимости КП двухслойной решётки не проводились). При нормальном падении и при перпендикулярной поляризации для всех углов падения фильтр оставался абсолютно прозрачным.

На рисунке 2.19 демонстрируется влияние двухслойного углового фильтра на ДН антенны в крайних точках рабочего диапазона частот антенны. Экспериментально подтверждено не только существенное снижение уровня бокового излучения в Е-плоскости с помощью фильтра, но и, что важно для антенн радиорелейной связи, значительное уменьшение излучения в задней полусфере. К сожалению, наличие штыревого углового фильтра приводит к существенному

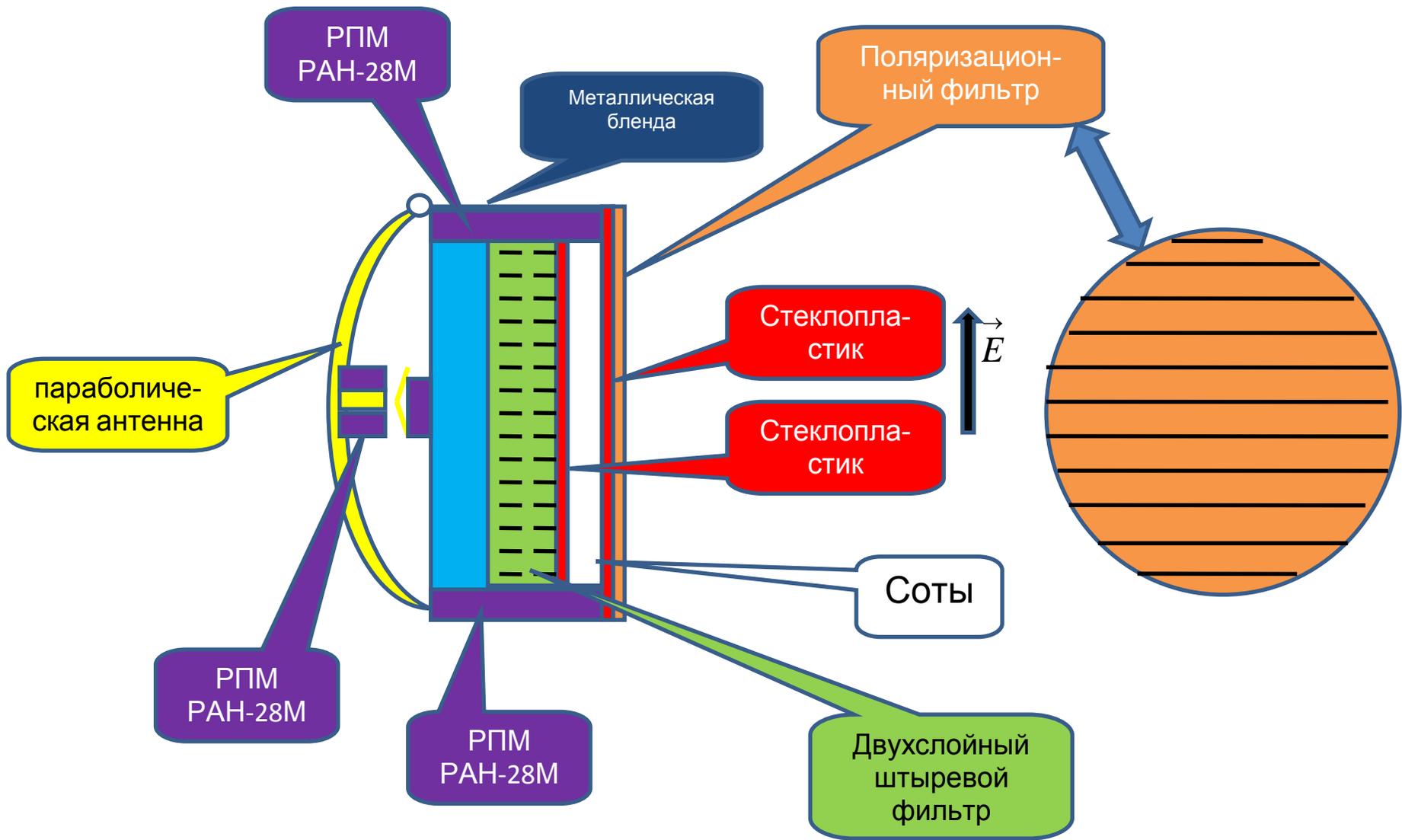
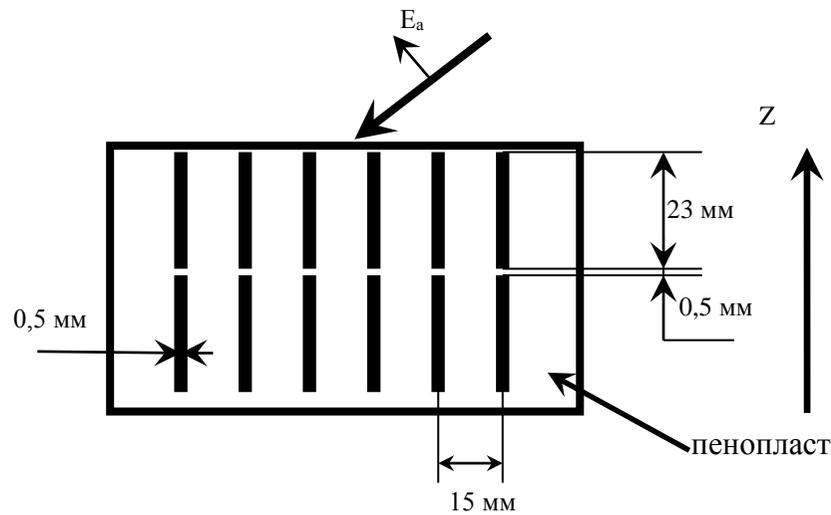


Рисунок 2.17 – Схема защитного укрытия антенны



а) схема двухслойного штыревого экрана

- Измерения (один слой штырей)
- Расчет по программе Stenka (один слой штырей)
- Расчет по программе FEKO (один слой штырей)
- - - Расчет по программе FEKO (два слоя штырей)

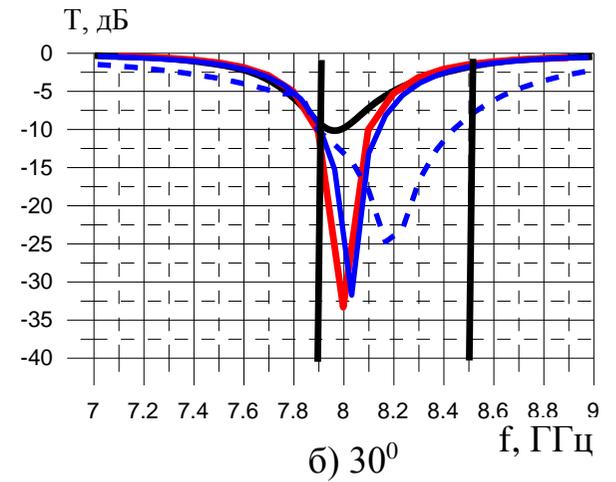
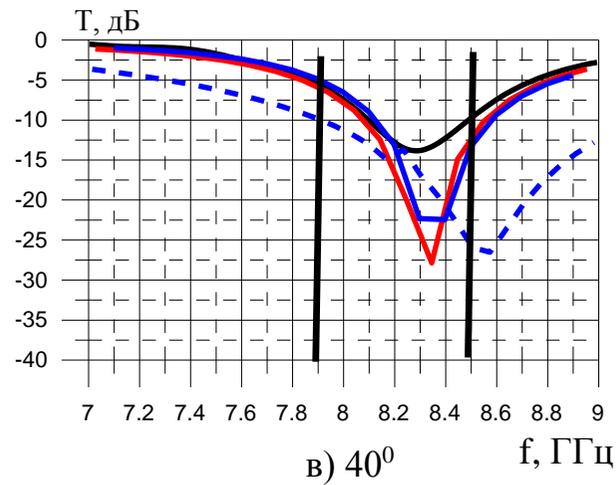
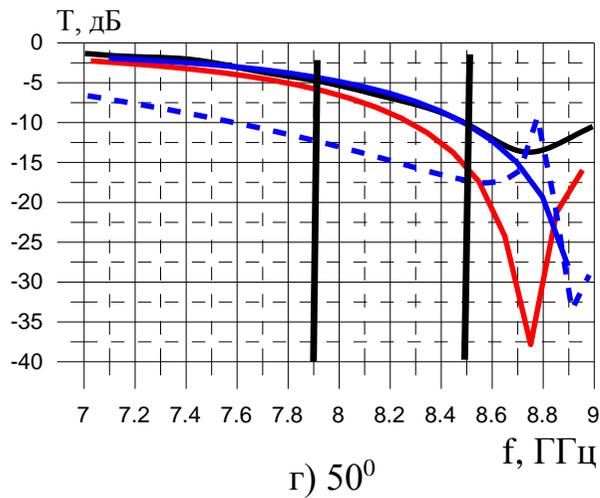
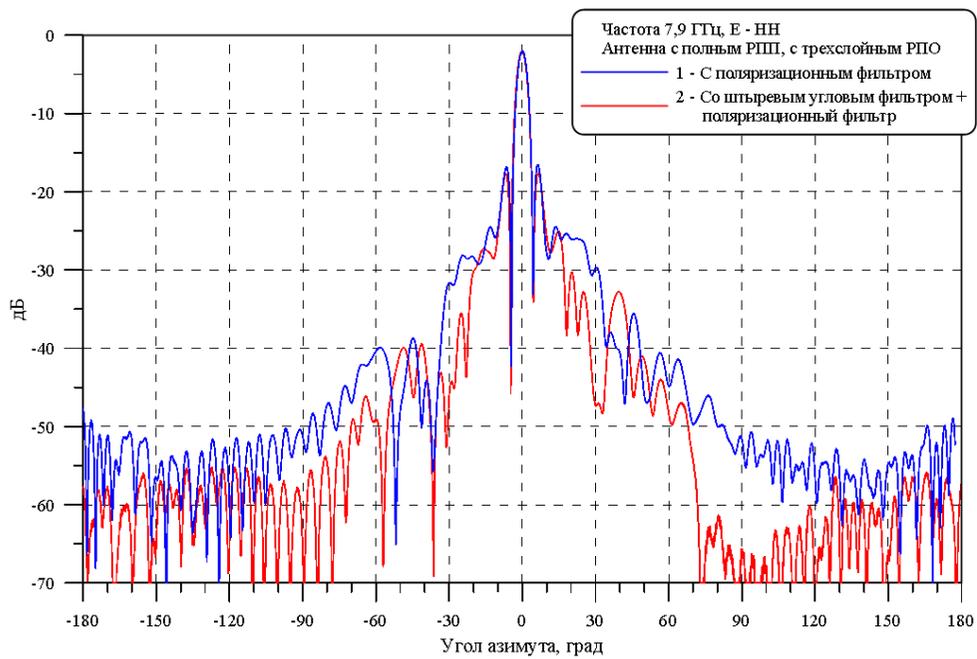
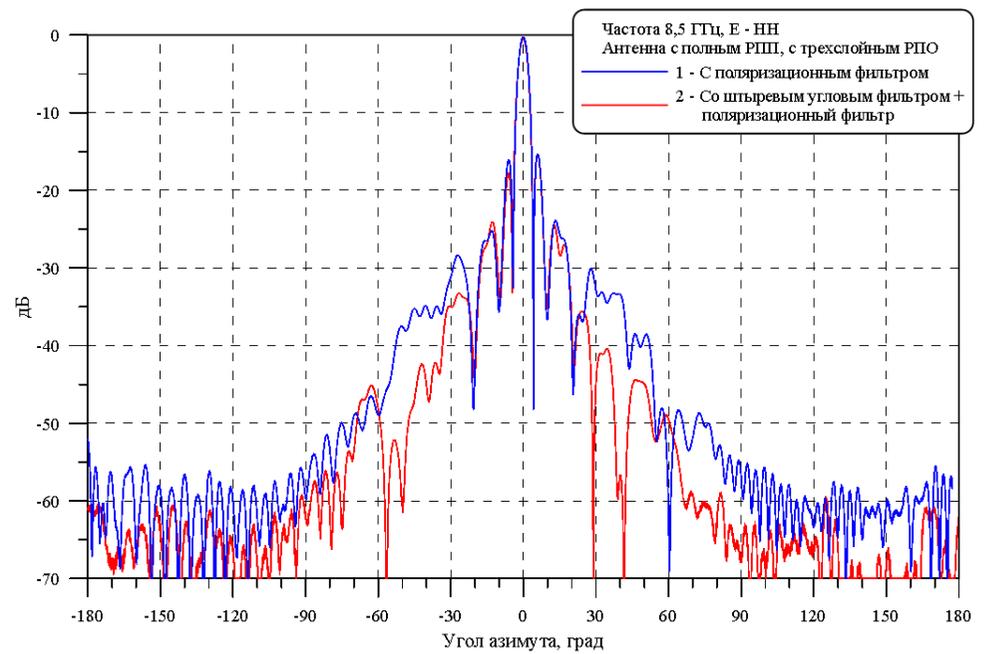


Рисунок 2.18 – Частотные зависимости КП штыревого углового фильтра при разных углах падения

волны при параллельной поляризации



а) частота 7,9 ГГц



б) частота 8,5 ГГц

Рисунок. 2.19 – ДН в Е-плоскости параболической антенны: 1 – без углового фильтра (синие линии); 2 – с угловым фильтром (красные линии)

увеличению уровня бокового излучения на кроссовой поляризации, поэтому в конструкцию стенки РПУ антенны был включён поляризационный фильтр в виде решетки из проводов с малым периодом. Использование поляризационного фильтра возможно только в антеннах, работающих на одной поляризации.

Приведённые результаты тестирования свидетельствуют о правильности работы вычислительной программы Stenka и адекватности использованной в программе электродинамической модели достаточно сложной многослойной ДР. Применение модели и программы Stenka может быть эффективно для решения широкого круга задач, связанного с использованием ДР в технике СВЧ. В следующем разделе представлены результаты исследований, которые могут быть полезны при создании экранов, например, для снижения радиолокационной заметности самолетных антенн.

## **2.9 Частотно-избирательные решётки для снижения радиолокационной заметности антенн дециметрового диапазона**

Хорошо известно о трудностях решения проблемы уменьшения радиолокационной заметности объектов из-за наличия антенных систем. Наиболее разработанным подходом к настоящему времени является использование защитных экранов, обладающих приемлемым уровнем прозрачности в рабочем диапазоне частот антенны и значительным уровнем затухания вне рабочего диапазона (в диапазоне защиты). Особенно ощутимый эффект достигается, когда диапазон защиты сдвинут вверх по частоте от рабочего диапазона. В качестве примера можно рассмотреть уменьшение эффективной поверхности рассеяния в X-диапазоне антенны, работающей в дециметровом диапазоне (L-диапазоне) длин волн. Проблема актуальна в связи с применением на современных самолетах ФАР L-диапазона, в диаграммах обратного рассеяния которых формируются мощные дифракционные лепестки в коротковолновом диапазоне длин волн. Для создания защитных экранов в этом случае обычно используются периодические структуры, называемые частотно-избирательными решетками (ЧИР).

Рассмотрим свойства некоторых ЧИР для создания экранов с минимальным уровнем отражения в рабочем диапазоне длин волн  $\lambda \approx 30 - 20$  см и максимально возможной полосой непрозрачности в 3-х сантиметровом диапазоне. В качестве гибкой подложки для металлических элементов решётки применим диэлектрический слой толщиной  $l_n = 0,127$  мм с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_n = 2,33 - j0,0028$  (реально используемые подложки).

Вначале проанализируем возможности применения широко известной решётки, состоящей из металлических крестов с расширением на конце (иерусалимские кресты, рисунок 2.20а) с соединением в центре и без него. Здесь и на всех последующих рисунках в изображении периода решётки зелёным цветом обозначена область металлизации. Отсутствие контакта можно осуществить, если плечи крестов выполнять на разных поверхностях подложки.

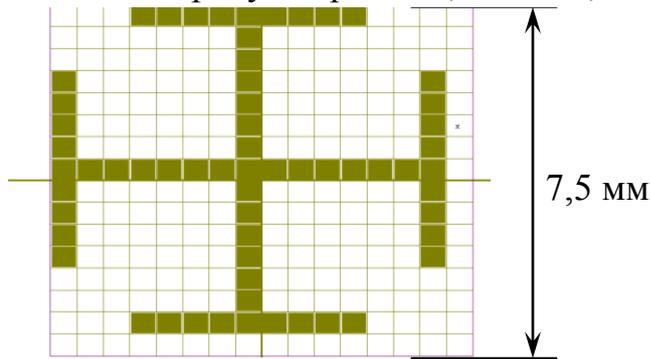
На рисунке 2.20б-в приведены вычисленные частотные зависимости КО и КП такого варианта ЧИР. Как оказалось, при разрыве между вибраторами, составляющими иерусалимский крест, исчезает паразитный резонанс, ухудшающий защитные свойства экрана при наклонном падении волны параллельной поляризации. Защитная полоса частот (по уровню КП -5 дБ) исследуемого варианта ЧИР составляет 2,6 ГГц при наклонном падении ЭМВ под углом  $50^\circ$  при параллельной поляризации.

Далее исследовалась однослойная решётка, состоящая из одинарных или двойных квадратных петель (рисунок 2.21а). Введение дополнительной малой петли с более высокой резонансной частотой позволяет обеспечить защиту в разных диапазонах частот. Однако в этом случае сужается защитная полоса частот: по уровню КП -5 дБ (для параллельной поляризации волны при наклонном падении  $50^\circ$ ) 2,8 ГГц против 4,75 ГГц у решётки из одинарных петель (рисунок 2.21).

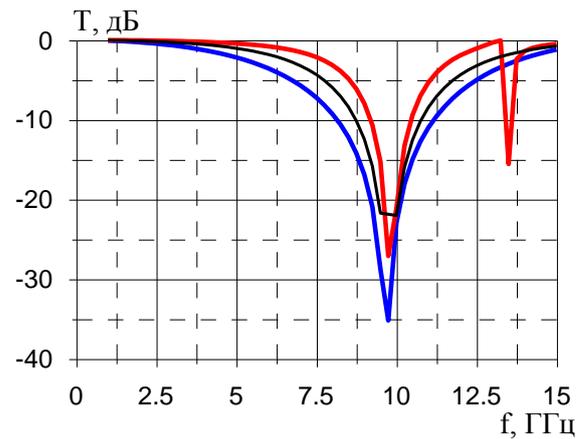
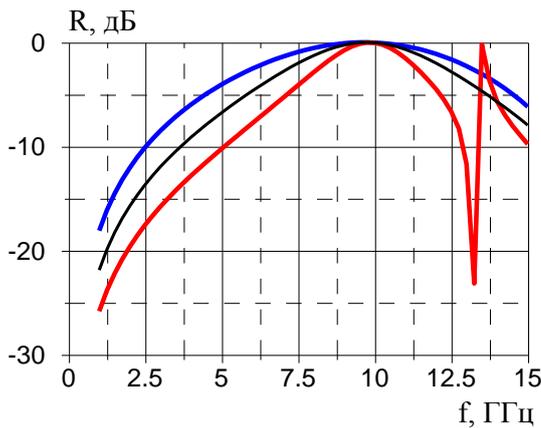
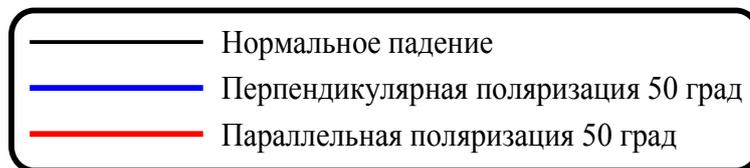
Таким образом, для достижения лучших защитных свойств экрана надо использовать ЧИР с элементами в виде одинарных квадратных петель. Решётки из таких элементов имеют достаточно широкую полосу защиты и обладают меньшей зависимостью электродинамических характеристик от угла падения и поляризации волны.

Размер одной клетки на рисунке равен 0,469 на 0,469 мм

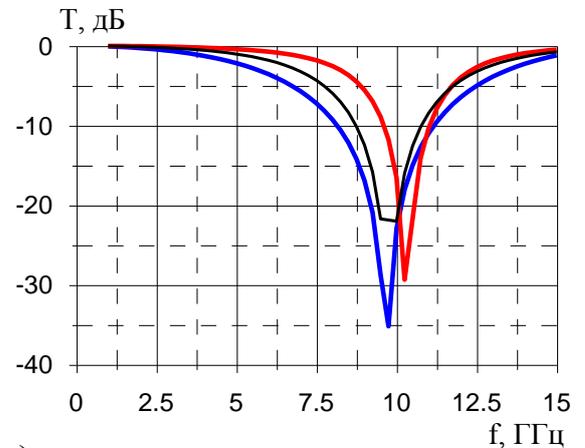
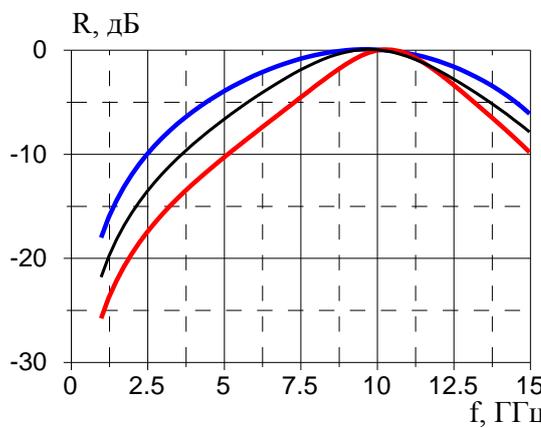
Зелёный цвет  
– металл



а) вид одного периода решётки



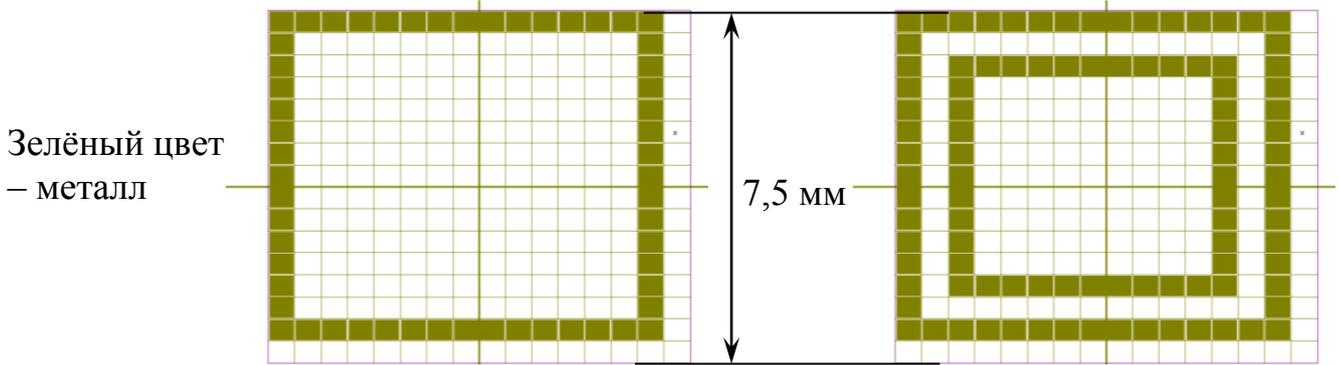
б)



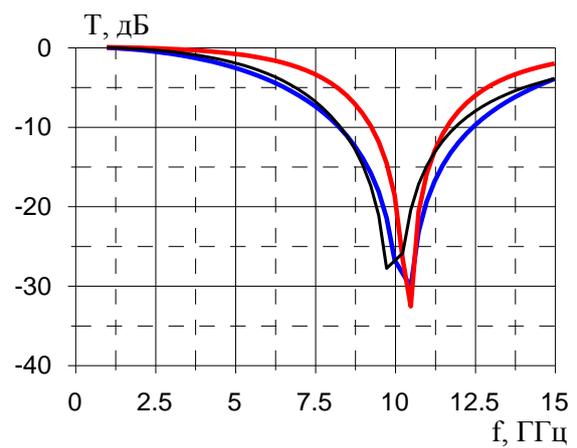
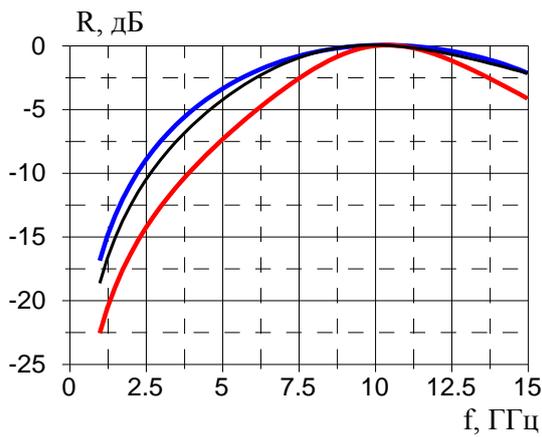
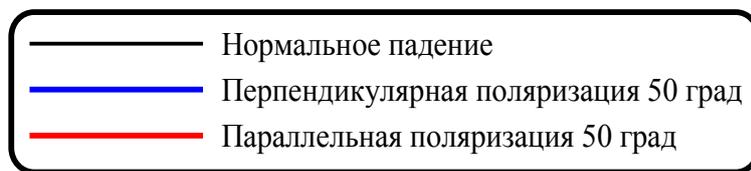
в)

Рисунок 2.20 – Частотная зависимость КО (слева) и КП (справа) ЧИР из иерусалимских крестов: б) с контактом в центре; в) без контакта в центре

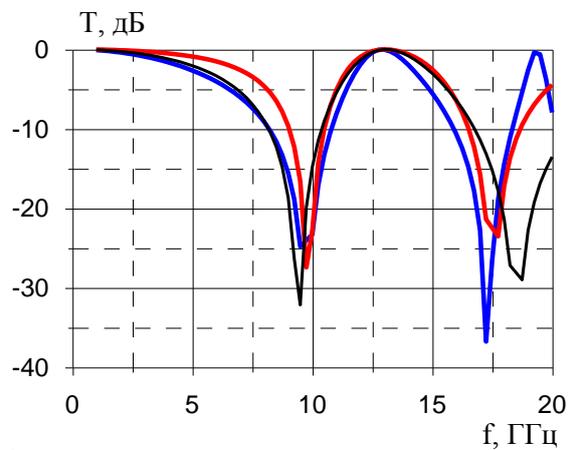
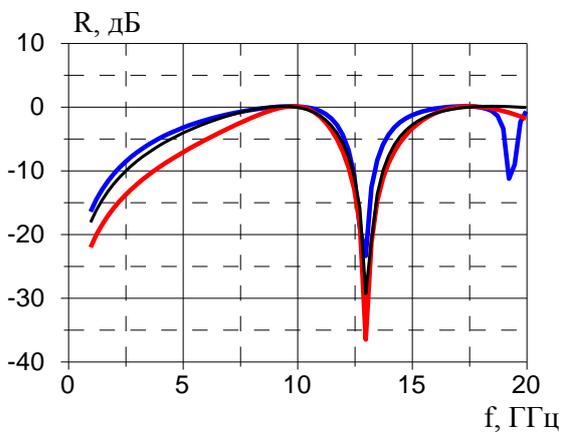
Размер одной клетки на рисунке равен 0,469 на 0,469 мм



а) вид одного периода решётки



б)



в)

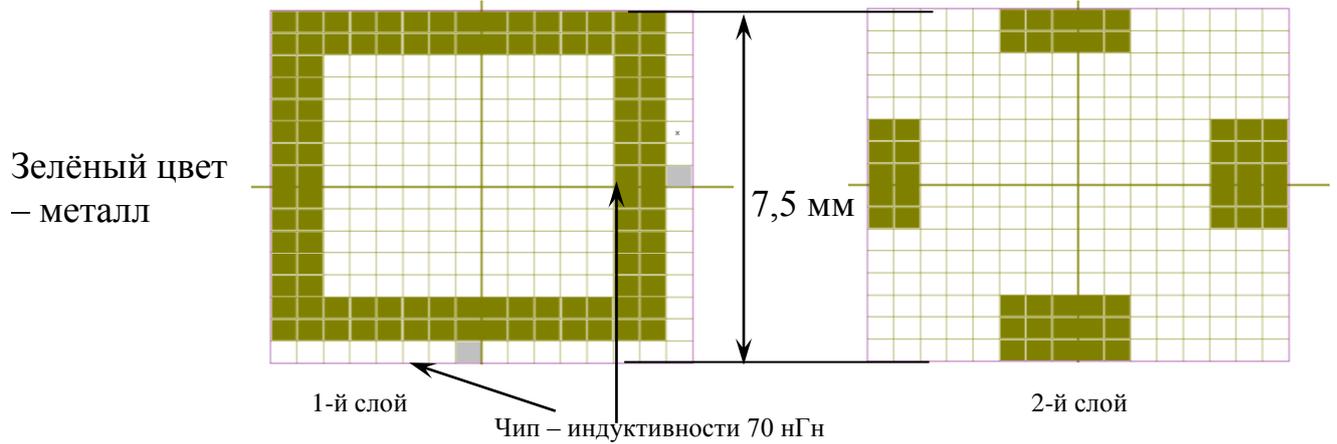
Рисунок 2.21 – Частотная зависимость КО (слева) и КП (справа) ЧИР из квадратных петель: б) одинарных; в) двойных

Необходимо заметить, что расширение полосы защиты экрана приводит к увеличению его влияния на работу антенны. Так для решёток из иерусалимских крестов в низкочастотной области эквивалентным является слой диэлектрика с величиной  $\xi = (\varepsilon - 1)l = 8$  мм (см. п. 1.4.2), а для решёток из одинарных квадратных колец – слой диэлектрика с величиной  $\xi = 12$  мм. Увеличение параметра  $\xi$  приводит к повышению уровня отражений от стенки экрана в области рабочих частот антенны.

Хотя у решётки из квадратных петель достаточно широкая полоса защиты, часто встает задача еще большего ее расширения, при этом в сторону низких частот. Это приводит к увеличению параметра  $\xi$  эквивалентного диэлектрического слоя в области низких частот, т.е. увеличению влияния экрана на характеристики антенны. Решить проблему снижения влияния экрана на характеристики антенны при широкой полосе частот радиолокационной защиты можно включением в состав экрана сосредоточенных реактивных элементов, в том числе управляемых. В результате можно получить у ЧИР “окно” прозрачности в рабочей полосе частот антенны.

Исследован вариант ЧИР, из которой можно сделать экран с полосой защиты в диапазоне частот от 4,3 до 14,0 ГГц и “окном” прозрачности в дециметровом диапазоне длин волн (рисунок 2.22а). ЧИР состоит из квадратных петель, нанесенных на одной стороне диэлектрической подложки, и из широких металлических полосок, нанесенных с другой стороны диэлектрика, которые играют роль емкостных элементов для снижения частоты полосы защиты. Между квадратными петлями включены (см. рисунок 2.22а) сосредоточенные индуктивные элементы с  $L = 70$  нГн и общей межвитковой ёмкостью 0,05 пФ, которая включается параллельно индуктивности (стандартные параметры промышленных чип-индуктивностей, существующих на рынке). Из графиков частотных зависимостей КО и КП экрана (рисунок 2.22 б, в) видно, что в требуемом диапазоне частот от 4,3 ГГц до 14,0 ГГц обеспечивается полоса защиты по уровню не менее минус 5 дБ. Включение индуктивных элементов приводит к тому, что у экрана появляется прозрачность не хуже, чем у экрана из одиночных квадратных петель (см. рисунок 2.21) в диапазоне частот от 1,0 ГГц до 1,3 ГГц. Частотная полоса защиты при этом существенно шире.

Размер одной клетки на рисунке равен 0,469 на 0,469 мм



а) вид одного периода решётки

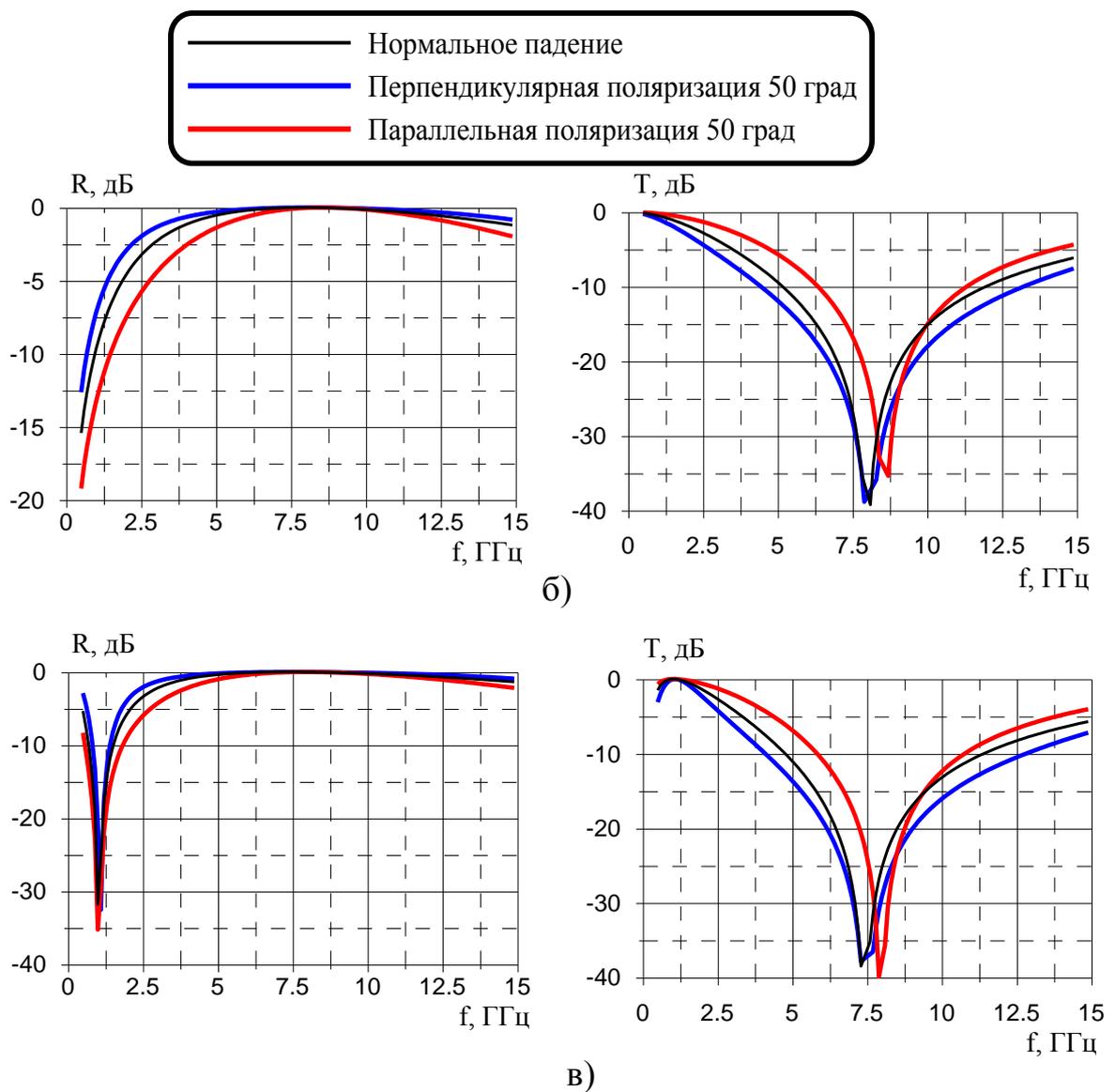


Рисунок 2.22 – Частотная зависимость КО (слева) и КП (справа) ЧИР из квадратных петель с чип - индуктивностями: б) чип- индуктивности не включены; в) чип – индуктивности включены

Для экспериментального подтверждения возможностей применения ЧИР при разработке защитных экранов исследованы свойства двух макетов, изготовленных на основе гибких печатных плат методом фотолитографии. Схемы ЧИР представлены на Рисунке 2.23а-в. Первая ЧИР представляет собой периодическую структуру из колец, расположенных в шахматном порядке. Вторая ЧИР - периодическая структура из квадратных петель. При реальной эксплуатации ЧИР необходимо наклеивать на какую-нибудь жёсткую диэлектрическую основу.

Проведены измерения частотных зависимостей КП экранов, расположенных вблизи пластин из кварцевого стекла толщиной  $l_c = 5$  мм и  $\varepsilon_c = 3,8$  и из стеклопластика толщиной  $l_c = 0,6$  мм и  $\varepsilon_c = 4,3$ . В макетах между диэлектрическими пластинами и решётками имелся небольшой воздушный зазор (приблизительно 40 мкм), который учитывался при расчётах. Измеренные и рассчитанные по программе Stenka частотные зависимости КП экранов с разными силовыми подложками показаны на Рисунке 2.23 г, д. Хорошее совпадение расчётных и экспериментальных данных ещё раз подчеркивает правильность построенной модели.

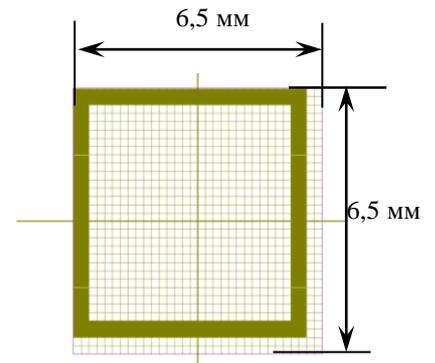
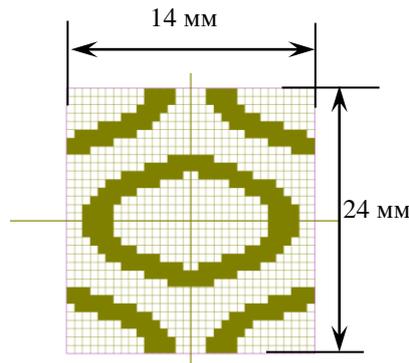
Отметим, что у ЧИР из квадратных петель и более широкая полоса защиты, и меньшая зависимость электродинамических характеристик от параметров диэлектрической основы, необходимой для обеспечения жёсткости экрана. Таким образом, для разработки защитных (противорадиолокационных) экранов антенн L-диапазона можно рекомендовать ЧИР из квадратных петель, как наиболее технологически пригодную для производства.

## 2.10 Выводы

Во второй главе рассмотрена электродинамическая модель периодической многослойной решётки, находящейся между слоями многослойного магнитодиэлектрика. Модель построена на основе решения задачи дифракции в строгой постановке методом ИУ. При реализации модели в вычислительной программе Stenka для расчетов коэффициентов матрицы СЛАУ использована процедура БПФ, что позволило существенно сократить время вычислений. Программа Stenka

Зелёный цвет – металл

Пластина: $\epsilon=3,8$ или $4,3$ ; $l=5,0$ мм или $0,6$ мм
Воздушный зазор $l = 40$ мкм
Подложка: $\epsilon=3,2-j0,032$ ; $l=80$ мкм
решётка
Подложка: $\epsilon=3,2-j0,032$ ; $l=80$ мкм



а) структура экранов

б) ЧИР из больших колец  
(одна клетка:  $0,483 \times 0,75$  мм)

в) ЧИР из квадратных петель  
(одна клетка:  $0,203 \times 0,203$  мм)

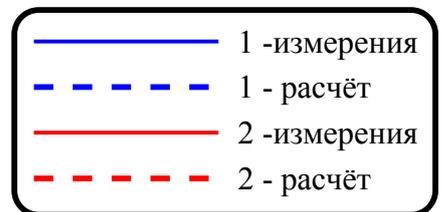
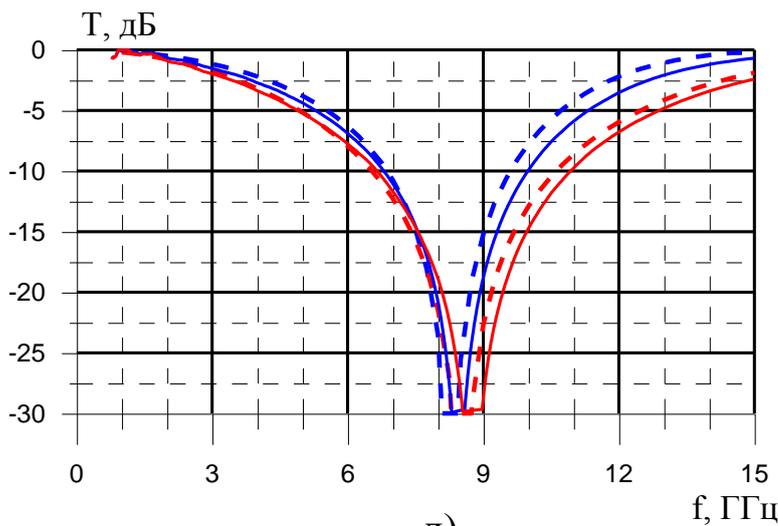
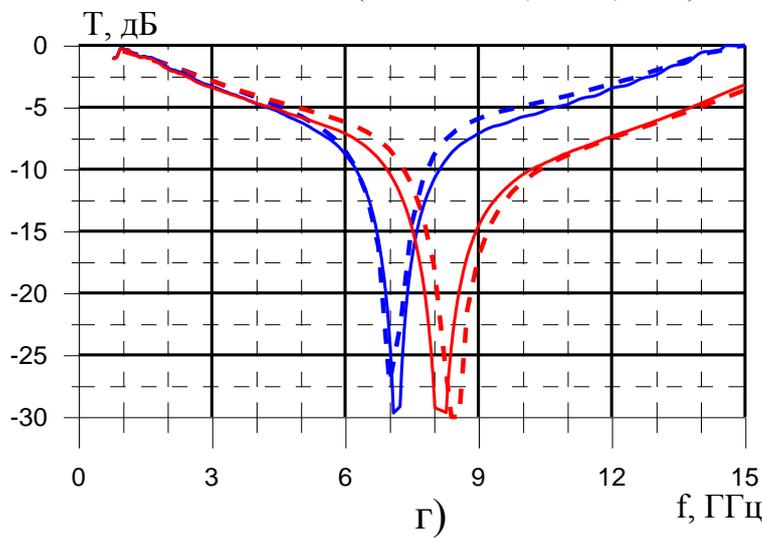


Рисунок 2.23 – Частотная зависимость КП ЧИР из круглых колец (1) и квадратных петель (2), расположенных вблизи пластин из кварцевого стекла (г) и стеклопластика (д)

тщательно протестирована как по результатам других работ, так и по экспериментальным данным, полученным автором.

Разработанная модель использовалась для исследований некоторых практически реализуемых вариантов ДР, которые могут быть использованы в различных областях техники СВЧ. Так численно и экспериментально исследованы свойства углового фильтра, состоящего из двух рядов периодически расположенных вертикальных штырей, который использовался для существенного снижения вредного бокового излучения параболической антенны радиорелейной связи. Исследованы ЧИР, на базе которых могут быть созданы защитные экраны для снижения радиолокационной заметности антенн дециметрового диапазона длин волн. Предложена конструкция ЧИР с использованием сосредоточенных реактивных элементов (чип-индуктивностей), у которой реализуется широкая полоса защиты и окно прозрачности в дециметровом диапазоне длин волн.

Разработанная модель ДР может использоваться для проектирования других вариантов ЧИР с сосредоточенными элементами, в том числе управляемых ЧИР, изменение свойств которых может осуществляться сосредоточенными активными элементами, например, рpn-диодами или СВЧ-коммутаторами. При этом включение активных элементов в составе ЧИР в закрытом состоянии, когда на активные элементы подаётся запирающее напряжение, нужно учитывать в виде сосредоточенного реактивного сопротивления в виде некоторой паразитной ёмкости. В открытом состоянии активный элемент представляет собой замыкание.

В работе автора [49] модель использована для исследования возможности передачи электромагнитной энергии через толстые диэлектрические экраны (толщина экрана несколько скин-слоев) из материалов с высоким коэффициентом затухания на СВЧ.

Представленные в данной главе результаты исследований использованы при выработке рекомендаций для разработчиков защитных противорадиолокационных экранов для антенных систем самолётов.

### 3 Радиопрозрачные укрытия антенн дециметрового диапазона длин

#### ВОЛН

Данная глава посвящена исследованию электродинамических свойств РПУ для антенн, работающих в дециметровом диапазоне длин волн. По сравнению с РПУ, рассмотренными в предыдущих главах, основными характерными особенностями РПУ этого диапазона (с точки зрения электродинамического анализа) являются размеры, сравнимые с длиной волны  $\lambda$ , и толщины диэлектрических стенок, намного меньше  $\lambda$ . Первое обстоятельство накладывает ограничения на применение приближенных методов решения задач дифракции, в том числе приближения ФО. Как правило, приходится использовать строгий подход на основе метода ИУ, что, однако, приводит к большим вычислительным затратам. В то же время с учётом условия малости толщины стенки в формулировке ИУ можно ввести некоторые упрощения и в результате появляется возможность численного решения трехмерной задачи дифракции даже на персональном компьютере с приемлемой для практики точностью. В п. 3.1 представлена электродинамическая модель системы антенна – РПУ, при реализации которой учитываются все указанные выше положения. Модель построена на основе решения задачи дифракции методом объёмных ИУ (ОИУ) с использованием приближения тонкого диэлектрического слоя [43, 44]. В п. 3.2 приведены результаты тестирования модели.

Часто для улучшения РТХ обтекателей в конструкции их стенок используют компенсационные решётки из проводов [12,36,37]. Исследованию электродинамических свойств стенок РПУ, в конструкцию которых включены компенсационные решётки из проводов, посвящено достаточно большое количество работ, например [1,3,5]. В 3-й главе данной диссертации показано, что применение в конструкции стенки решёток из искривлённых проводов более эффективно, чем применение решёток из прямых проводов.

В последнее время публикуется много работ, в которых исследуются электродинамические свойства различных метаматериалов. В 3-й главе представлены результаты исследования электродинамических свойств механически прочного

метаматериала, диэлектрическая проницаемость которого в некоторой полосе частот близка к единице. По сравнению с обычными диэлектриками он обладает как достоинствами, так и недостатками. Такой материал может быть полезен в производстве некоторых РПУ, РТХ которых существенно лучше, чем характеристики укрытий из обычного диэлектрика. В 3-й главе представлены некоторые возможные конструкции стенок обтекателей из такого метаматериала, обладающие хорошими электродинамическими свойствами. Результаты измерений КП и КО плоского образца, изготовленного из метаматериала, полностью подтвердили правильность построенной его электродинамической модели.

### **3.1 Электродинамическое моделирование радиопрозрачных укрытий дециметрового диапазона длин волн**

Как подчеркивалось выше, для анализа РТХ систем антенна – РПУ с характерными размерами в несколько длин волн электродинамические модели, основанные на принципах ФО, не подходят. В этом случае необходимо применять более точные модели, в которых трехмерная задача дифракции ЭМВ на обтекателе решается методом ИУ. Однако при прямом использовании как поверхностных, так и объемных ИУ возникают трудности, обусловленные и большой размерностью задачи, и малостью электрической толщины стенки обтекателя.

Если толщина диэлектрической стенки обтекателя мала по сравнению с длиной волны, что обычно бывает, если укрываемый объект работает в дециметровом диапазоне длин волн, то задачу дифракции можно эффективно решить методом ОИУ с использованием приближения тонкого слоя. Метод основан на составлении двух независимых ОИУ: для электрического тока поляризации  $\vec{J}_{\text{прод}}$ , направленного вдоль стенки, и для электрического тока поляризации  $\vec{J}_{\text{попер}}$ , направленного перпендикулярно стенке. Далее ток  $\vec{J}_{\text{прод}}$  именуется продольным, а ток  $\vec{J}_{\text{попер}}$  - поперечным. Использование независимых ИУ основывается на допущении слабого взаимного влияния продольного и поперечного токов, так как

толщина стенки  $l$  много меньше  $\lambda$ , и предположения, что радиус кривизны поверхности РПУ много больше, чем толщина стенки  $l$ .

Постановка задачи представлена на рисунке 3.1. Источниками поля во внешнем пространстве являются токи на апертуре антенны  $\vec{J}_a, \vec{M}_a$ . Предполагается отсутствие влияния РПУ на распределение токов на апертуре. В случае, когда РПУ находится очень близко от антенны ( $R < 0,25\lambda$ ), необходимо учитывать взаимное влияние между токами на апертуре и токами поляризации стенки РПУ.

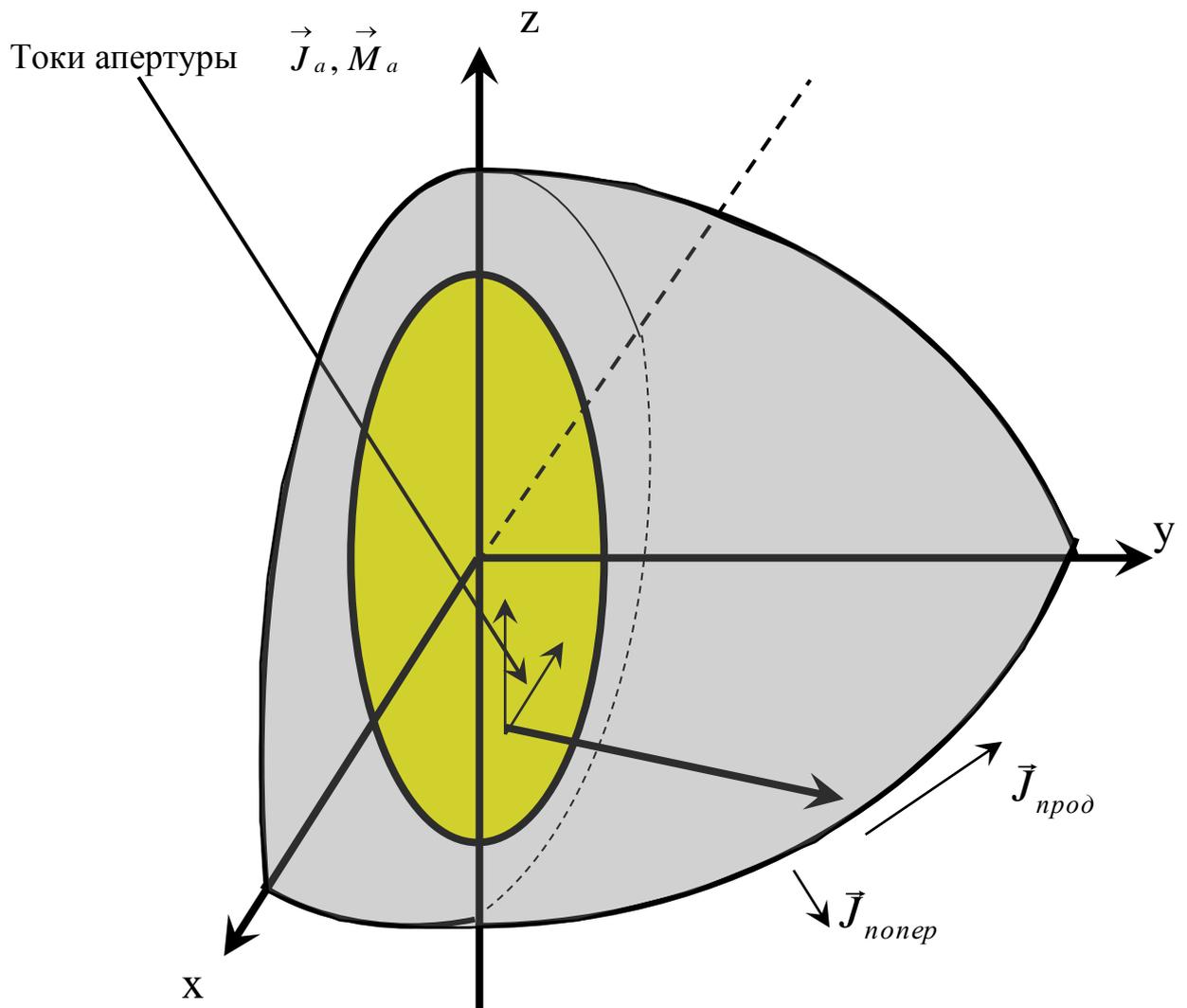


Рисунок 3.1 – Модель излучения антенны L диапазона с обтекателем

Составляются ОИУ для токов поляризации как, например, в [44]. Для продольного тока имеем

$$\vec{E}_{a\tau}(p) = Z \vec{J}_{\text{прод}}(p) - \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left( k_0^2 \int_{S_0} \vec{J}_{\text{прод}}(q) G(q, p) ds + \text{grad} \int_{S_0} (\text{div} \vec{J}_{\text{прод}}(q)) G(q, p) ds \right), \quad (3.1)$$

где  $G(p, q) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-jR(p, q)}}{R(p, q)}$  - ФГ свободного пространства;

$R(q, p)$  - расстояние между точками интегрирования и наблюдения  $q$  и  $p$ ;

$$Z = \frac{-j120\pi}{k_0 l (\epsilon - 1)};$$

$l$  и  $\epsilon$  - толщина и относительная диэлектрическая проницаемость стенки;

$\vec{E}_{a\tau}(p)$  - тангенциальная составляющая поля антенны на поверхности РПУ;

$S_0$  - площадь поверхности обтекателя.

При выводе (3.1) предполагается, что ток  $\vec{J}_{\text{прод}}$  вдоль толщины стенки не меняется, поэтому интегрирование вдоль нормали к поверхности обтекателя исключено. Окончательно получается двухмерное уравнение относительно продольных поверхностных токов, усредненных по толщине стенки.

Для поперечного тока имеем

$$\vec{E}_{an}(p) = \frac{\vec{J}_{\text{попер}}(p)}{j\omega\epsilon_0(\epsilon - 1)} - \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left( k_0^2 \int_{V_0} \vec{J}_{\text{попер}}(q) G(q, p) dv + \text{grad} \int_{V_0} (\text{div} \vec{J}_{\text{попер}}(q)) G(q, p) dv \right), \quad (3.2)$$

где  $V_0$  - объем, занимаемый стенкой РПУ;

$\vec{E}_{an}(q)$  - нормальная составляющая поля антенны на поверхности РПУ.

Можно показать, что при малом значении величины  $\sqrt{k_0 l (\epsilon - 1 + \sin^2 \theta)}$  для решения задачи дифракции на тонкой диэлектрической пластине хорошо подходят ИУ для резистивной поверхности [50]. При этом взаимное влияние продольных и поперечных токов незначительное.

Уравнения (3.1) и (3.2) решаются численно методом Галеркина. Рассмотрим основные этапы численной процедуры.

Вначале обратимся к уравнению (3.1). Для его решения лучше всего подходят системы базисных и тестовых функций типа EFIE [51], заданные на двух тре-

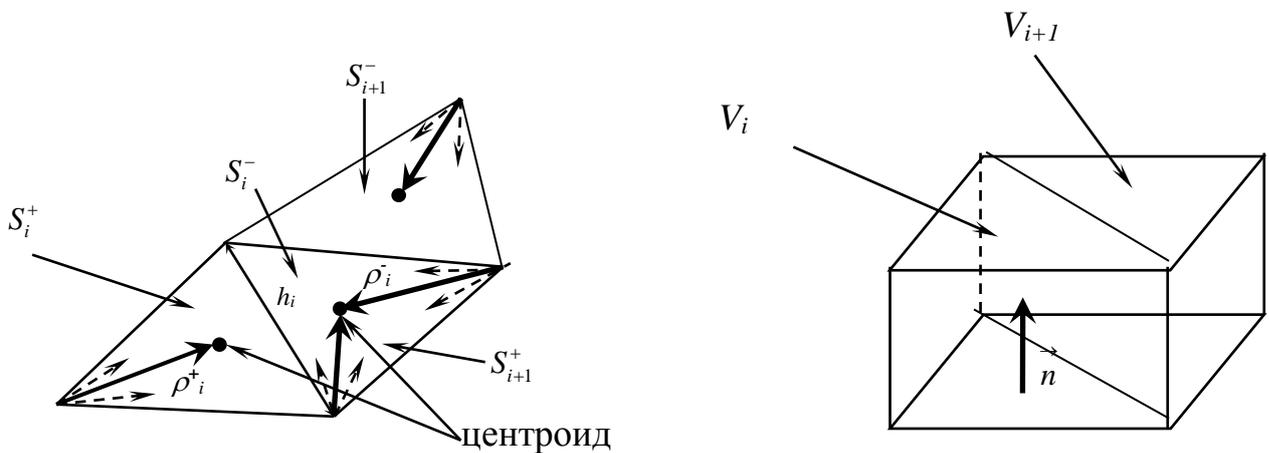
угольных областях с общим основанием (рисунок 3.2а). Их математическая запись имеет следующий вид:

$$\vec{f}_i(r) = \begin{cases} \frac{h_i}{2S_i^+} \vec{\rho}_i^+, & r \in S_i^+ \\ -\frac{h_i}{2S_i^-} \vec{\rho}_i^-, & r \in S_i^- \\ 0, & \text{в других местах} \end{cases} \quad (3.3)$$

где  $h_i$  - длина оснований треугольников для  $i$ -й базисной функции;

$S_i^+$  и  $S_i^-$  - площади «+ треугольника» и «- треугольника»;

$\vec{\rho}_i^+$  и  $\vec{\rho}_i^-$  - векторы от вершин «+ треугольника» и «- треугольника» до точки  $r$ .



а) базисные функции типа EFIE для продольного тока

б) кусочно-постоянные базисные функции для поперечного тока

Рисунок 3.2 - Графическое представление базисных функций для решения ИУ методом Галёркина

При выборе таких базисных и тестовых функций предоставляется возможность легко интегрировать и дифференцировать подынтегральные выражения.

После разложения продольного тока по системе функций (3.3)  $\vec{J}_{\text{прод}}(r) = \sum_{i=1}^N C_i \vec{f}_i(r)$

и проведения тестовой процедуры по методу Галеркина получается следующая СЛАУ относительно неизвестных коэффициентов  $C_i$ :

$$\left\langle \vec{E}_{a\tau}(p), \vec{f}_j(p) \right\rangle = \sum_{i=1}^N C_i \left[ Z \left\langle \vec{f}_j(p), \vec{f}_i(p) \right\rangle - \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \times \right. \\ \left. \times \left( k_0^2 \int_{S_i} \vec{f}_i(q) ds' \int_{S_j} \vec{f}_j(p) ds \tilde{G}_{ij}(q, p) - (B_{ij}^{++} \tilde{G}_{ij}^{++}(q, p) + B_{ij}^{--} \tilde{G}_{ij}^{--}(q, p) + B_{ij}^{+-} \tilde{G}_{ij}^{+-}(q, p) + B_{ij}^{-+} \tilde{G}_{ij}^{-+}(q, p)) \right) \right] \quad (3.4)$$

где  $\tilde{G}_{ij}(p, q)$  - среднее значение ФГ по площади  $i$ -й базисной функции для точки  $q$  и по площади  $j$ -й тестовой функции для точки  $p$ ;

$\tilde{G}_{ij}^{\pm\pm}$  - среднее значение ФГ по площади  $+$  или  $-$  треугольника  $i$ -ой базисной функции для точки  $p$  и по площади  $+$  или  $-$  треугольника  $j$ -ой тестовой функции  $+$  или  $-$  треугольника для точки  $q$ ;

$$\left\langle \vec{f}_j(p), \vec{f}_i(p) \right\rangle = \int_{S_j} \vec{f}_i(p) \vec{f}_j(p) ds - \text{скалярное произведение } i\text{-й базисной и } j\text{-й тестовой функций};$$

вой функций;

$$\left\langle \vec{E}_{a\tau}(p) \vec{f}_j(p) \right\rangle = \int_{S_j} \vec{E}_{a\tau}(p) \vec{f}_j(p) ds - \text{скалярное произведение тангенциальной составляющей падающего поля и } j\text{-й тестовой функции};$$

ставляющей падающего поля и  $j$ -й тестовой функции;

$$B_{ij}^{\pm\pm} = \int_{S_i^{\pm}} \nabla_{S_i} \vec{f}_i(q) ds' \int_{S_j^{\pm}} \nabla_{S_j} \vec{f}_j(p) ds.$$

В [51] показано, что интеграл от функций вида (3.3) по их области определения приближённо можно вычислить по формуле

$$\int_{S_i} \vec{f}_i(q) ds' \approx \frac{h_i (\vec{\rho}_i^{c+} - \vec{\rho}_i^{c-})}{2}, \quad (3.5)$$

где  $\vec{\rho}_i^{c\pm}$  - векторы от вершин « $+$  треугольника» и « $-$  треугольника»  $i$ -й базисной функции до центроидов этих треугольников.

Интегрирование базисных или тестовых функций в (3.4) сводится к простому выражению (3.5), а скалярные произведения в (3.4) можно приблизительно представить в следующем виде:

$$\left\langle \vec{f}_j(p), \vec{f}_i(p) \right\rangle \approx \begin{cases} \frac{h_i h_j}{4} \left[ \frac{(\vec{\rho}_i^{c+}, \vec{\rho}_j^{c+})}{S_i^+} + \frac{(\vec{\rho}_i^{c-}, \vec{\rho}_j^{c-})}{S_i^-} \right], & i = j \\ \frac{h_i h_j (\pm \vec{\rho}_i^{c\pm}, \pm \vec{\rho}_j^{c\pm})}{4 S_i^\pm}, & i \neq j, \text{ но есть один общий треугольник} \\ 0, & i \neq j \end{cases} \quad (3.6)$$

$$\left\langle \vec{E}_{a\tau}(p), \vec{f}_j(p) \right\rangle \approx \frac{h_j}{2} (\vec{\rho}_j^{c+} - \vec{\rho}_j^{c-}, \vec{E}_{a\tau}(p)).$$

Градиент от базисных функций является постоянным, а интеграл от него может быть вычислен так

$$\int_{S_i^\pm} \nabla_{S_i} \vec{f}_i(p) ds' = \int_{S_i^\pm} \left( \pm \frac{h_i}{S_i^\pm} \right) ds' = \pm h_i. \quad (3.7)$$

Среднее значение ФГ в случае, когда точки наблюдения и интегрирования не совпадают, можно вычислить методом прямоугольников. В случае, когда точки  $p$  и  $q$  лежат в одном треугольнике, ФГ обладает особенностью, поэтому для расчёта среднего значения ФГ необходимо вычислить интеграл в смысле главного значения по точке интегрирования, а точку наблюдения зафиксировать в центреиде треугольника. Интегрированием по треугольной области в полярных координатах (рисунок 3.3а) по радиусу устраняется особенность подынтегрального выражения, далее интегрирование по угловой координате можно осуществить методом прямоугольников. Вычисление интеграла приведено в [52].

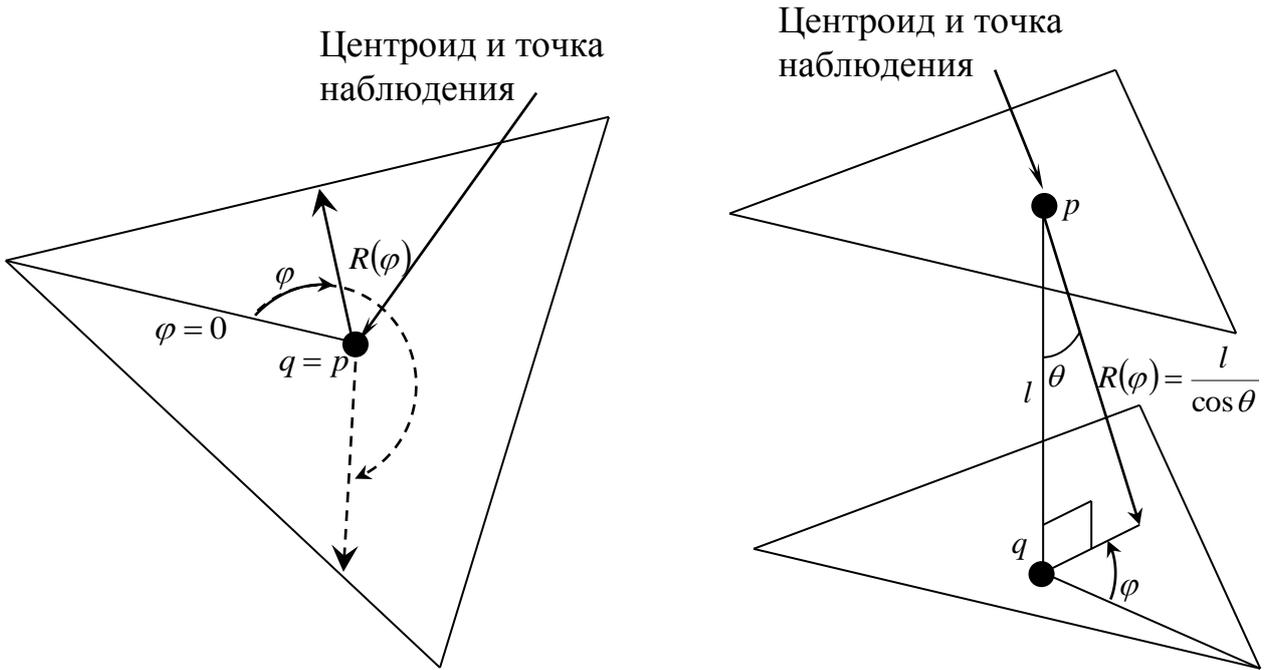
$$\tilde{G}(p, q) = \frac{1}{S_i} \int_0^{2\pi R(\varphi)} \int_0^{\frac{\exp(-jk_0 R(q, p))}{4\pi R(q, p)}} r dr d\varphi = \frac{1}{S_i} \int_0^{2\pi} \left( \frac{\exp(-jk_0 R(\varphi)) - 1}{4\pi(-jk_0)} \right) d\varphi, \quad (3.8)$$

где  $R(\varphi)$  - расстояние от точки наблюдения до точки интегрирования в зависимости от координаты  $\varphi$ .

Подынтегральная функция в правой части (3.8) достаточно гладкая, что и обеспечивает высокую точность при интегрировании методом прямоугольников.

Решением СЛАУ (3.4) является набор коэффициентов  $C_i$ , умножением которого на соответствующие векторные базисные функции определяется продольный ток на поверхности обтекателя

$$\vec{J}_{\text{прод}}(r) = \sum_{i=1}^N C_i \vec{f}_i(r). \quad (3.9)$$



а) точки наблюдения и интегрирования лежат в одном треугольнике и в одной плоскости

б) точки наблюдения и интегрирования лежат в одном объеме, но на разных поверхностях обтекателя

Рисунок 3.3 – Усреднение ФГ по треугольной области

Теперь рассмотрим особенности применения метода Галеркина для решения ОИУ (3.2) относительно поперечного тока. Здесь предпочтительно использовать кусочно-постоянные базисные и тестовые функции (Рисунок 3.2б) на той же сетке разбиения, что и для продольного тока

$$\vec{f}'_i(r) = \begin{cases} \vec{n}_i & \text{при } r \in V_i, \\ 0 & \text{при } r \notin V_i, \end{cases} \quad (3.10)$$

где  $\vec{n}_i$  - нормаль к поверхности обтекателя в центроиде  $i$ -й базисной функции.

Как и уравнение (3.1) уравнение (3.2) преобразуется к СЛАУ вида (3.4), но со следующими изменениями и замечаниями. В выражении для свободного члена величина  $Z$  меняется на  $\frac{1}{j\omega\varepsilon_0(\varepsilon-1)}$ . Интегралы от базисных и тестовых функций вычисляются как произведение соответствующего объема разбиения  $V_i$  на нор-

малль  $\vec{n}_i$   $\vec{n}_i$ , поэтому скалярное произведение от базисной  $\vec{f}'_i$  и тестовой  $\vec{f}'_j$  функций равно произведению соответствующих объемов  $V_i$  и  $V_j$ , умноженное на скалярное произведение нормалей к поверхности обтекателя в точках наблюдения и интегрирования. Усреднение ФГ  $\tilde{G}_{ij}(p, q)$  проводится по объему, занимаемому базисной функцией в точке интегрирования.

Особое внимание необходимо уделить вычислению производных от поперечного тока. Так как ток направлен вдоль нормали к поверхности, то и дифференциальный оператор  $\nabla_s$  необходимо вычислять вдоль нормалей к поверхности. Так как базисные функции являются кусочно-постоянными, производные от них во всей области определения равны 0 за исключением верхней и нижней границ поверхности обтекателя, где производные являются дельта - функциями. В результате в (3.4) среднее значение  $\tilde{G}^{\pm\pm}$  от ФГ берётся на внешней и внутренней границах поверхности обтекателя, при этом знаки (+) и (-) относятся к внешней и внутренней границам соответственно. В конечном итоге имеем  $B_{ij}^{\pm\pm} = (\pm S_i)(\pm S_j)$  - произведение верхней или нижней площадей  $i$ -й и  $j$ -й базисной и тестовой функций.

При вычислении среднего значения ФГ  $G_{ij}^{\pm}(q, p)$  в случае, когда точки наблюдения и интегрирования лежат в области определения одной базисной функции, но на разных поверхностях обтекателя, необходимо проводить более точное интегрирование. По аналогии с вычислением несобственного интеграла (3.8), когда интегрирование по треугольной области осуществляется в полярной системе координат, интегрирование можно провести в сферической системе координат (рисунок 3.3б). Это позволяет избавиться от быстро меняющейся подынтегральной функции, а значит, более точно вычислять среднее значение ФГ методом прямоугольников

$$\tilde{G}_{ij}^{\pm}(q, p) = \frac{1}{S_i} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta(\varphi)} \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} r^2 \operatorname{tg} \theta d\theta d\varphi = \frac{1}{S_i} \int_0^{2\pi} \left( \frac{\exp\left(-jk_0 \frac{l}{\cos \theta(\varphi)}\right) - \exp(-jk_0 l)}{4\pi(-jk_0)} \right) d\varphi \quad (3.11)$$

Решение СЛАУ - набор коэффициентов  $C_i'$ , умножая который на соответствующие векторные базисные функции, определяем поперечный ток на поверхности обтекателя

$$\vec{J}_{nonop}(r) = \sum_{i=1}^N C_i' \vec{f}'_i(r). \quad (3.12)$$

Рассеянное поле от обтекателя в ДЗ вычисляется отдельно для продольных и поперечных токов. Для нормированных на величину  $\frac{e^{-jk_0 R}}{R}$  компонентов электрического поля в ДЗ от продольного и поперечного токов имеем

$$\begin{aligned} \vec{E}_{npod} &= \frac{1}{4\pi} \frac{k_0^2}{j\omega_0 \varepsilon_0} \int_{S_{обм}} \left( \vec{J}_{npod} - \left( \vec{J}_{npod}, \vec{k} \right) \vec{k} \right) e^{jR(q)} ds, \\ \vec{E}_{nonop} &= \frac{1}{4\pi} \frac{k_0^2 l}{j\omega_0 \varepsilon_0} \int_{S_{обм}} \left( \vec{J}_{nonop} - \left( \vec{J}_{nonop}, \vec{k} \right) \vec{k} \right) e^{jR(q)} ds, \end{aligned} \quad (3.13)$$

где  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$  - единичный вектор, определяющий направление распространения волны в декартовой системе координат;

$q = (x', y', z')$  - точка интегрирования по поверхности обтекателя;

$$R(q) = k_0(x'k_x + y'k_y + z'k_z).$$

ДН системы антенна – РПУ определяется суммой выражений для диаграмм рассеянного поля обтекателя от продольного и поперечного токов поляризации и поля, возбуждаемого известным распределением токов  $\vec{J}_a$  и  $\vec{M}_a$  на апертуре антенны  $S_a$ . Поле от токов на апертуре антенны равно

$$\vec{E}_a = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{j\omega_0 \varepsilon_0} \int_{S_a} \left( k_0^2 \vec{J}_a - \left( \vec{J}_a, \vec{k} \right) \vec{k} \right) e^{jR(q)} ds - \frac{1}{4\pi} \int_{S_a} \vec{k} \times \vec{M}_a e^{jR(q)} ds. \quad (3.14)$$

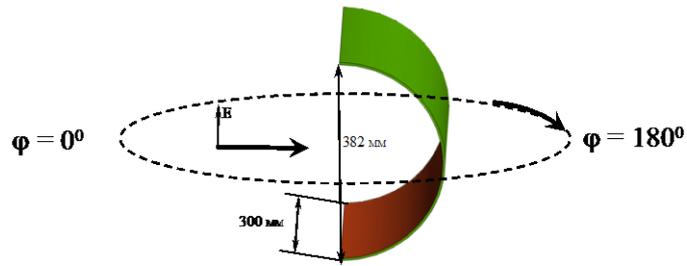
### 3.2 Тестирование методики

Для тестирования вычислительной программы с реализацией описанной выше электродинамической модели рассмотрим две задачи.

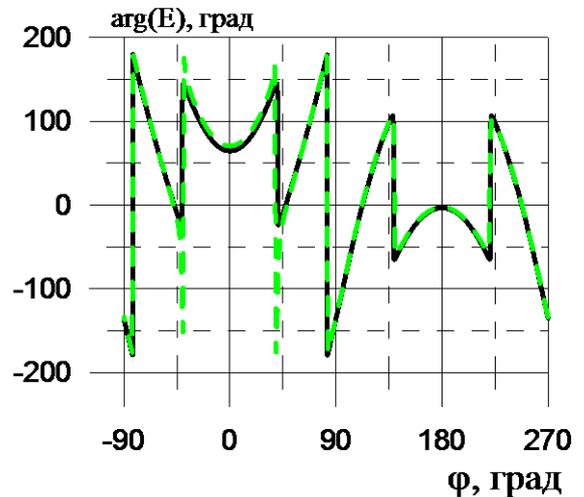
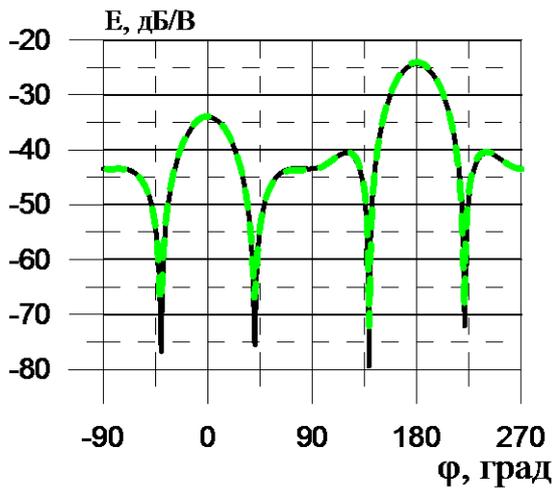
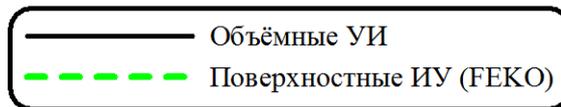
На рисунке 3.4а показана постановка задачи рассеяния плоской волны полукруговым цилиндрическим экраном. Высота экрана - 300мм, радиус кривизны - 191мм, толщина -  $l=3$ мм, диэлектрическая проницаемость  $\epsilon=3,2$ ; амплитуда электрического поля падающей волны - 1 В/м, длина волны - 20см. В качестве тестовых используются результаты расчетов по программе FEKO с реализацией решения задачи дифракции методом поверхностных ИУ. На рисунке 3.4б и 3.4в сравниваются диаграммы рассеяния экрана при двух поляризациях падающей волны, рассчитанные методом ОИУ в приближении тонкого слоя и методом поверхностных ИУ в строгой постановке. Диаграммы представлены в плоскости оси цилиндра и направления падения волны. Видно, что результаты практически совпадают.

Так же хорошо совпадают результаты расчетов по двум программам в случае облучения экрана рупором с волной  $H_{10}$ . Геометрия задачи приведена на рисунке 3.5а. Используется тот же экран, что и на рисунке 3.4а (только толщина экрана  $l=5$  мм), длина волны - 20см. В расчетах по программе FEKO реализовывалась модель реального рупора, в тестируемой программе рупор моделировался эквивалентной апертурой с соответствующим распределением тока [53, 54] (приближение распределения для рупора: раскрыв в плоскости  $H$  – 550 мм, в плоскости  $E$  – 428 мм; угол раскрыва в плоскости  $H$  –  $24,56^\circ$ , в плоскости  $E$  –  $21,54^\circ$ ). В области главного лепестка ДН рупора наблюдается абсолютное совпадение результатов расчётов по обеим программам (рисунок 3.5б). В области, где начинаются расхождения в ДН модели реального рупора и эквивалентной апертуры, наблюдаются небольшие расхождения и суммарного поля апертуры, и поля рассеяния экрана.

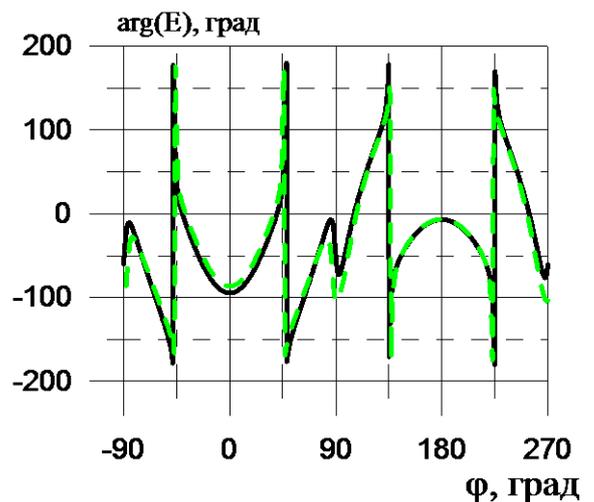
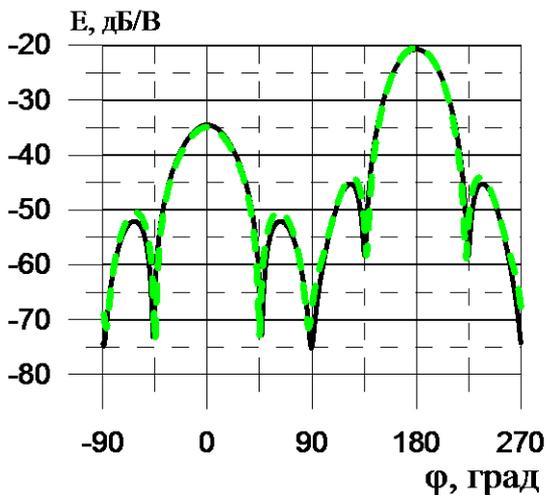
Таким образом, с помощью разработанной модели с достаточной для практики точностью можно рассчитывать поле излучения системы антенна-обтекатель при размерах несколько длин волн и малой электрической толщине диэлектрической стенки обтекателя [50]. При этом размерность СЛАУ не менее, чем в два раза меньше, чем СЛАУ при решении задачи дифракции методом поверхностных ИУ, что существенно повышает производительность расчетов по предложенной методике.



а) геометрия задачи

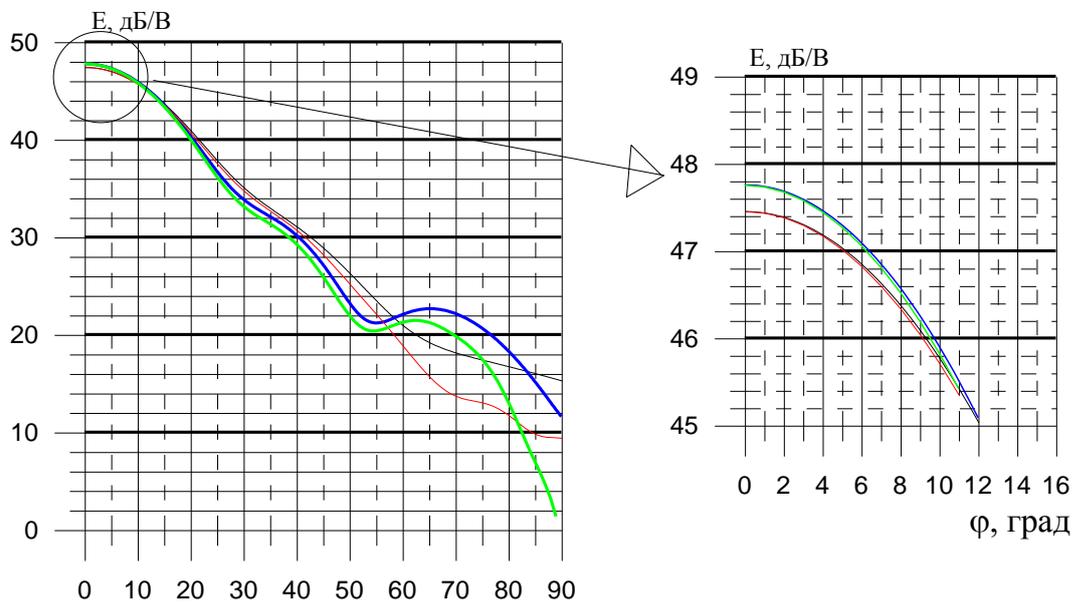
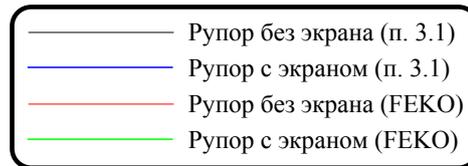
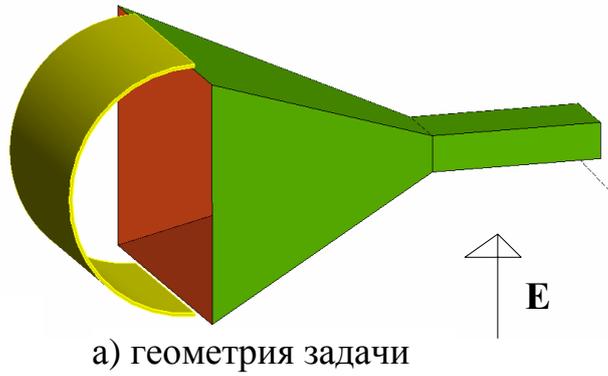


б) поляризация поля E перпендикулярно оси цилиндра



в) поляризация поля E вдоль оси цилиндра

Рисунок 3.4 – Рассеянное поле диэлектрического экрана в виде полуцилиндра (толщина стенки  $l = 3$  мм,  $\varepsilon = 3,2$ ) при падении плоской волны на частоте 1,5 ГГц при поляризации электрического поля перпендикулярно (б) и вдоль (в) оси полуцилиндра



б) ДН рупора с диэлектрическим экраном

Рисунок 3.5 – Диаграмма направленности в Н-плоскости рупора с диэлектрическим экраном в виде полуцилиндра (толщина стенки  $l = 5$  мм,  $\varepsilon = 3,2$ ), частота 1,5 ГГц

РПУ даже с весьма тонкой диэлектрической стенкой может вносить существенные искажения в ДН антенны. Использование в дециметровом диапазоне длин волн РПУ с полуволновой или многослойной стенками часто бывает невозможно. Существенно уменьшить искажения ДН антенны, обусловленные наличием РПУ, можно, если в конструкцию стенки включить реактивные решётки с индуктивным характером отражения. Известно, что такие решётки позволяют скомпенсировать отражение ЭМВ ёмкостного характера от тонкой диэлектрической

стенки. Исследованию стенок, в конструкцию которых включены реактивные решётки в виде сеток из проводов, посвящены следующие параграфы этой главы.

### 3.3 Стенки обтекателей с улучшенными радиотехническими характеристиками для антенн дециметрового диапазона длин волн

#### 3.3.1 Общие замечания

При создании РПУ с улучшенными радиотехническими характеристиками часто используют конструкцию стенки с включением металлических решёток индуктивного типа [1, 3, 5] (рисунок 3.6). Это позволяет решать различные конструкционные задачи, такие как повышение радиопрозрачности стенки, увеличение ее прочности, обеспечение подогрева для защиты от снега и наледи, обеспечение освещения внутри укрытия.

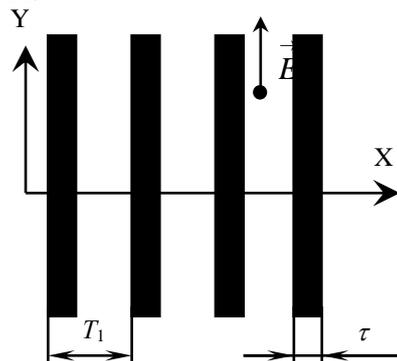


Рисунок 3.6 – Решетка из металлических полосок (проводов) шириной  $\tau$  с периодом  $T_1$

Публикуется много патентов, в которых предлагаются конструкции стенок с решётками с индуктивной проводимостью (например, [12, 36, 37]), что свидетельствует о перспективности такого способа повышения качества РПУ. К сожалению, во всех этих патентах рассматриваются варианты стенок РПУ для работы в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Если приведенные в патентах известные подходы использовать для создания стенки РПУ устройств, работающих в дециметровом диапазоне или длинноволновой части сантиметрового диапазона длин волн, то возникнут непреодолимые технологические трудности: потребуется либо неприемлемо большая толщина стенки, либо неприемлемо малая толщина провода.

Подробное изучение решёток из проводящих лент выполнено методом сшивания. Число журнальных статей по этой теме огромно, а наиболее полно результаты приведены в [55]. В [1] приведен расчет РТХ стенки РПУ, состоящей из диэлектрических слоев и решетки (сетки) из металлических проводов. Для слоя диэлектрика с сеткой проводов приводится следующая формула для расчета КП:

$$|T|^2 = \frac{(1-r^2)}{C^2 + D^2}, \quad (3.15)$$

где  $r$  – КО диэлектрического слоя без решетки,

$C$  и  $D$  определяются параметрами диэлектрика и реактивным шунтирующим сопротивлением решетки  $Z_{\text{Э}}$  [1, стр.257].

Ниже исследуются вопросы, каким должно быть сопротивление  $Z_{\text{Э}}$ , чтобы обеспечить наилучшие РТХ стенки РПУ. Предлагается способ увеличения величины  $Z_{\text{Э}}$  за счет использования в решетке проводов с периодическими искривлениями. Кроме этого, в отличие от [1, 3], в диссертации значение  $Z_{\text{Э}}$  вычисляется сразу из параметров эквивалентной линии, что упрощает математическую модель и облегчает численные исследования.

### **3.3.2 Поверхностная проводимость индуктивного характера решетки из прямых проводов**

В главах 1 и 2 представлена (на основе работ [40, 41, 42]) математическая модель возбуждения заданными сторонними токами плоскостойкой магнитодиэлектрической структуры, основанная на регуляризации уравнений Максвелла с помощью потенциалов Дебая, применении преобразования Фурье и теории длинных линий. В итоге каждый слой структуры представляется эквивалентным отрезком линии передачи с известной матрицей передачи, а расчет электромагнитного поля в структуре из любого количества плоских магнитодиэлектрических слоев сводится к расчету напряжений и токов в схеме, состоящей из каскадно-соединенных четырехполюсников с матрицами передачи, элементы которых за-

висят от параметров слоев. Слоистому магнитодиэлектрику, содержащему решётку, можно сопоставить эквивалентную схему, представленную на рисунке 3.7а.

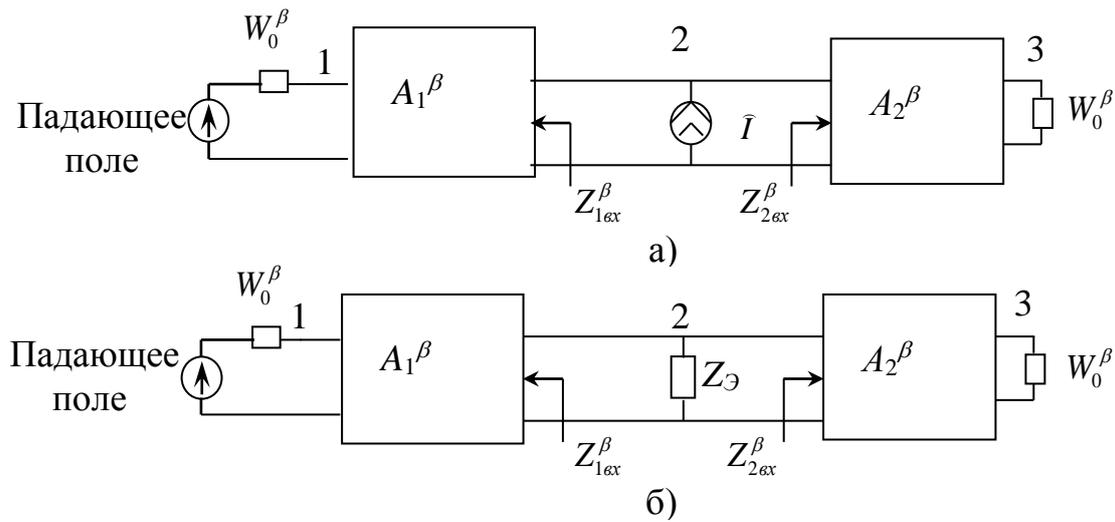


Рисунок 3.7 – Схема длинной линии, эквивалентной диэлектрическому слою с решёткой из проводов

Для решения задачи прохождения электромагнитной волны через слоистый магнитодиэлектрик, содержащий решётку из проводов, необходимо найти поля, рассеянные решёткой, для чего сначала надо вычислить электрические токи, наводимые падающим полем на проводах. В эквивалентной схеме решётка представляется в виде источника тока, величина  $\hat{I}$  которого определяется преобразованием Фурье по пространственным частотам тока на проводах решётки  $I$ . Для определённости рассмотрим случай, когда стенка имеет одну решётку с периодом  $T_1$  вдоль координаты  $X$ . Провода в решётке считаются плоскими, т.е. представляются в виде тонких металлических полосок шириной  $\tau$ . Так как матричный метод позволяет найти ФГ и значения полей в любой точке слоистого магнитодиэлектрика, можно составить следующие ИУ для решётки из проводов, аналогичное ИУ (2.2) с ФГ (2.7):

$$E_2(x, y) = \frac{1}{T_1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left( Z_{\Sigma}^M \frac{1}{\chi_{1m}^2} \right) I_m \exp(-j\chi_{1m}x) - \quad (3.16)$$

для перпендикулярной поляризации,

$$E_2(x, y) = \frac{1}{T_1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left( Z_{\Sigma}^M \frac{\chi_{1m}^2}{\chi_{1m}^2 + \chi_2^2} + Z_{\Sigma}^E \frac{\chi_2^2}{\chi_{1m}^2 + \chi_2^2} \right) I_m \frac{\exp(-j\chi_{1m}x - j\chi_2 y)}{\chi_{1m}^2} - \quad (3.17)$$

для параллельной поляризации,

где  $E_2$  - падающее поле в области решетки, т.е. прошедшее через верхние слои диэлектрика (точка 2 на рисунке 3.7а);

$$\chi_{1m} = \begin{cases} \frac{2\pi n}{T_1} + k_0 \sin \theta, & \text{перпендикулярная поляризация} \\ \frac{2\pi n}{T_1}, & \text{параллельная поляризация} \end{cases};$$

$$\chi_2 = \begin{cases} 0, & \text{перпендикулярная поляризация} \\ k_0 \sin \theta, & \text{параллельная поляризация} \end{cases};$$

$$Z_{\Sigma}^{\beta} = \frac{Z_{\text{ex}1}^{\beta} Z_{\text{ex}2}^{\beta}}{Z_{\text{ex}1}^{\beta} + Z_{\text{ex}2}^{\beta}}, \quad Z_{1\text{ex}}^{\beta}, \quad Z_{2\text{ex}}^{\beta} - \text{входные сопротивления в длинной линии, как пока-}$$

зано на рисунке 3.7а;

$\beta$  - заменяется на  $M$  для магнитного типа длинной линии, и на  $E$  для электрического типа длинной линии;

$W_0^{\beta}$  - волновое сопротивление эквивалентной длинной линии, описывающей свободное пространство;

$$I_m = \int_0^{T_1} I \exp(j\chi_{1m} x') dx - \text{преобразование Фурье от тока } I \text{ на проводах решетки.}$$

Все параметры длинной линии под знаком суммы вычисляются при значении пространственных частот  $\chi_1 = \chi_{1m}$  и  $\chi_2$ .

Из (3.16) и (3.17) после процедуры взвешивания по методу Галёркина с учётом того, что ток вдоль провода постоянный по амплитуде, а фаза тока меняется линейно  $\chi_2 y$ , можно найти токи на проводах решётки

$$I = \frac{E_2}{Z'_{\vartheta}}, \quad (3.18)$$

где  $Z'_{\vartheta}{}^M = \frac{4}{T_1 \tau} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_{\Sigma}^M \frac{1}{\chi_{1m}^2 + \chi_2^2} \sin^2(\chi_{1m} \tau)$  - для перпендикулярной поляризации;

$$Z'_{\vartheta}{}^E = \frac{4}{T_1 \tau} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left( Z_{\Sigma}^M \frac{\chi_{1m}^2}{\chi_{1m}^2 + \chi_2^2} + Z_{\Sigma}^E \frac{\chi_2^2}{\chi_{1m}^2 + \chi_2^2} \right) \sin^2(\chi_{1m} \tau) \frac{1}{\chi_{1m}^2} - \text{для параллельной поляри-}$$

зации.

Так как рассматриваются только распространяющиеся гармоники, а в конструкции стенки РПУ обычно используют решётки с периодом меньшим полови-

ны длины волны, в рассеянном решёткой поле существует только нулевая гармоника. В приближении малой ширины проводов относительно длины волны можно найти величину источника тока в эквивалентной схеме

$$\hat{I} = I \frac{\tau}{T_1} = \frac{E_2}{Z_{\text{Э}}^{\beta}} \frac{\tau}{T_1}. \quad (3.19)$$

Можно показать, выразив токи и напряжения, что схема на рисунке 3.10а, где решётка проводов описывается источником тока, управляемым напряжением  $E_2$ , эквивалентна схеме на рисунке 3.10б, где источник тока заменён сопротивлением  $Z_{\text{Э}}$ , которое можно вычислить по формуле:

$$Z_{\text{Э}} = Z_{\text{Э}}^{\beta} \frac{T_1}{\tau} - \frac{Z_{1\text{ex}}^{\beta} Z_{2\text{ex}}^{\beta}}{Z_{1\text{ex}}^{\beta} + Z_{2\text{ex}}^{\beta}}, \quad (3.20)$$

где  $\beta$  - заменяется на М или Е для перпендикулярной или параллельной поляризации, при этом  $Z_{1,2\text{ex}}^{\beta}$  вычисляются для нулевой гармоники.

Для решёток с проводами из идеального металла с периодом меньшим половины длины волны величина  $Z_{\text{Э}}$  имеет чисто реактивное значение [3]. Для таких решёток можно ввести понятие эквивалентной индуктивности, измеряемое в Гн на квадрат поверхности,

$$L_{\text{Э}} = \frac{Z_{\text{Э}}}{\omega}. \quad (3.21)$$

Таким образом, определены параметры для расчёта РТХ стенки с решёткой.

### 3.3.3 Зависимость эквивалентной индуктивности от параметров решётки

На рисунке 3.8 представлены расчётные частотные и угловые зависимости эквивалентной индуктивности в поверхностном сопротивлении, характеризующим электродинамические свойства решётки проводов с периодом  $T_1$  и шириной плоского провода  $\tau$ . Величина  $L_{\text{Э}}$  гораздо сильнее зависит от периода решётки, чем от ширины плоского провода (прямо пропорциональна  $T_1$  и обратно пропорциональна логарифму  $\tau$ ). Для того чтобы две решётки с разными периодами обладали одинаковой эквивалентной индуктивностью, необходимо в решётке с меньшим периодом

брать провод намного тоньше. Из рисунка 3.8 а, б и в следует, что решётки с равной индуктивностью и с периодом, отличающимся в два раза, должны быть сделаны из проводов с толщиной, отличающейся в 33 раза (красные и зеленые графики).

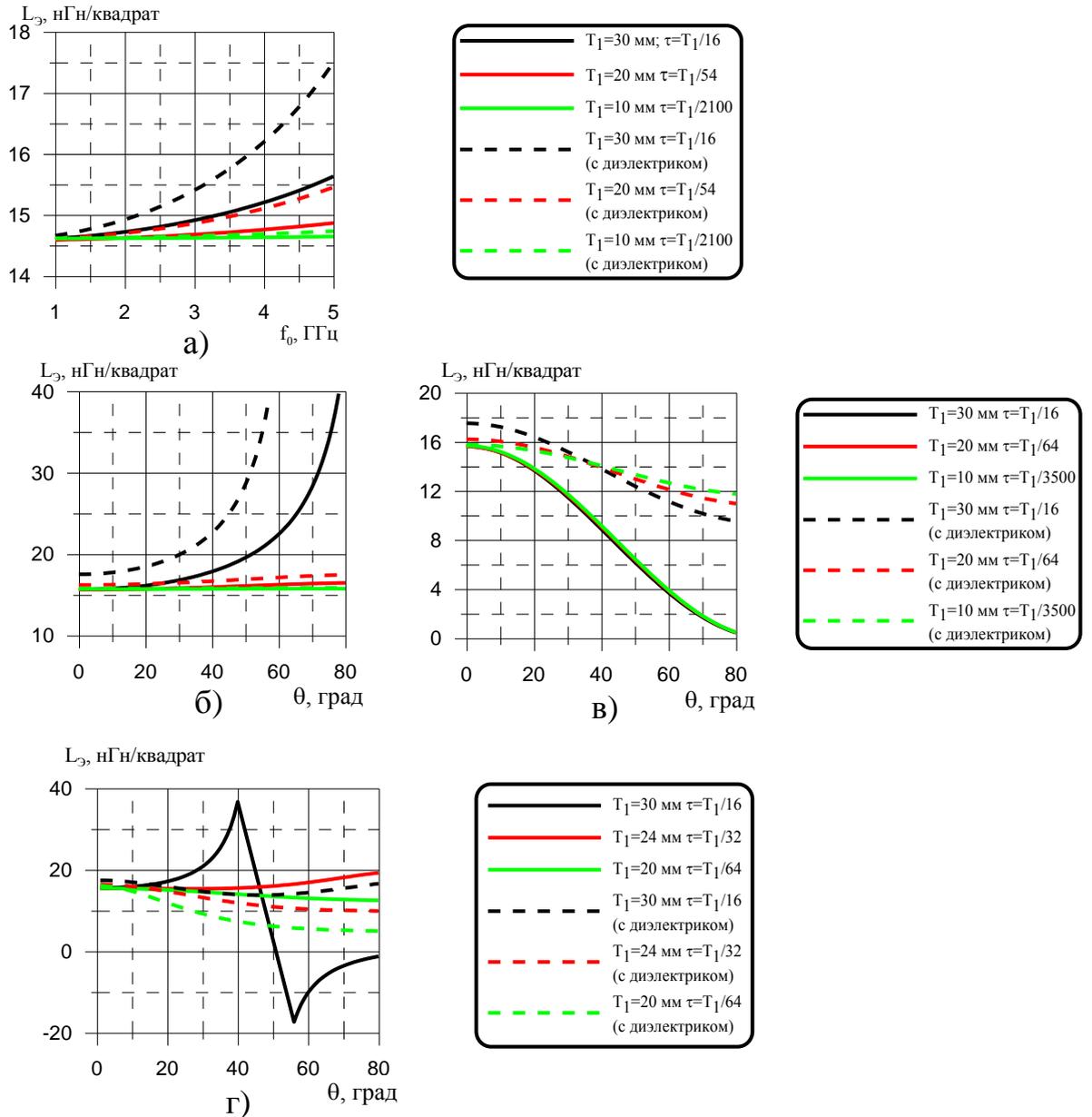


Рисунок 3.8 – Частотные и угловые зависимости эквивалентной индуктивности в поверхностном сопротивлении решётки: а) частотная зависимость при нормальном падении волны; б) угловая зависимость ( $f=5\text{ГГц}$ ) при перпендикулярной поляризации волны; в) угловая зависимость ( $f=5\text{ГГц}$ ) при параллельной поляризации волны; г) угловая зависимость ( $f=5\text{ГГц}$ ) при параллельной поляризации волны и наличии двух взаимно перпендикулярных решёток

С увеличением периода возрастает зависимость  $L_{\text{Э}}$  от частоты и угла падения волны, а также от параметров диэлектрических слоёв и местоположения в них решётки (в расчётах толщина слоя диэлектрика была равна 2,5 мм, его диэлектрическая проницаемость 4, решётка устанавливалась в центр слоя). Это, несомненно, ведет к сложностям согласования стенки в широкой полосе частот и интервале углов падения волны. Кроме того, при наклонном падении параллельно поляризованной волны с увеличением угла падения значение  $L_{\text{Э}}$  уменьшается даже для густой решётки (см. Рисунок 3.8 в). В результате при различных углах падения частота согласования магнитодиэлектрика с решёткой будет разной.

Как известно, для поляризационной независимости стенки РПУ применяются решётки из скрещенных проводов. Однако при этом необходимо учитывать, что при падении параллельно поляризованной волны имеется принципиальное различие в угловой зависимости  $L_{\text{Э}}$  решёток из параллельных проводов и из скрещенных проводов с контактами (см. рисунок 3.8 г). Вычислить  $L_{\text{Э}}$  для решётки из скрещенных проводов по формулам (3.16-3.20) нельзя, поэтому вычисление осуществлялось с помощью программы Stenka.

На рисунке 3.9 приведены расчётные частотные зависимости КО диэлектрического слоя ( $l=2,5\text{мм}$  и  $\varepsilon=4,0$ ) с решетками разного периода, расположенными в центре диэлектрического слоя. Хорошо видно, как зависимость  $L_{\text{Э}}$  от частоты и угла падения волны сказывается на качестве согласования диэлектрического слоя. Так, у стенки с решеткой с периодом 30 мм существенно различается частота электродинамического согласования при разных углах падения перпендикулярно поляризованной волны. На этих же рисунках показаны частотные зависимости КО в варианте использования для согласования диэлектрического слоя некоторой модельной поверхности с реактивной проводимостью, индуктивность  $L_{\text{Э}}$  которой не зависит от частоты и угла падения волны. В этом случае обеспечивается наилучшее (идеальное) электродинамическое согласование. Из анализа представленных результатов расчетов следует, что для максимально близкого приближения к характеристикам модельной поверхности необходимо использовать решётки с периодом меньше  $\lambda/3$ . При параллельной поляризации уменьшение значения

$L_{\text{Э}}$  с увеличением угла падения наблюдается у решёток с любым периодом, поэтому приблизиться к идеальному случаю нельзя.

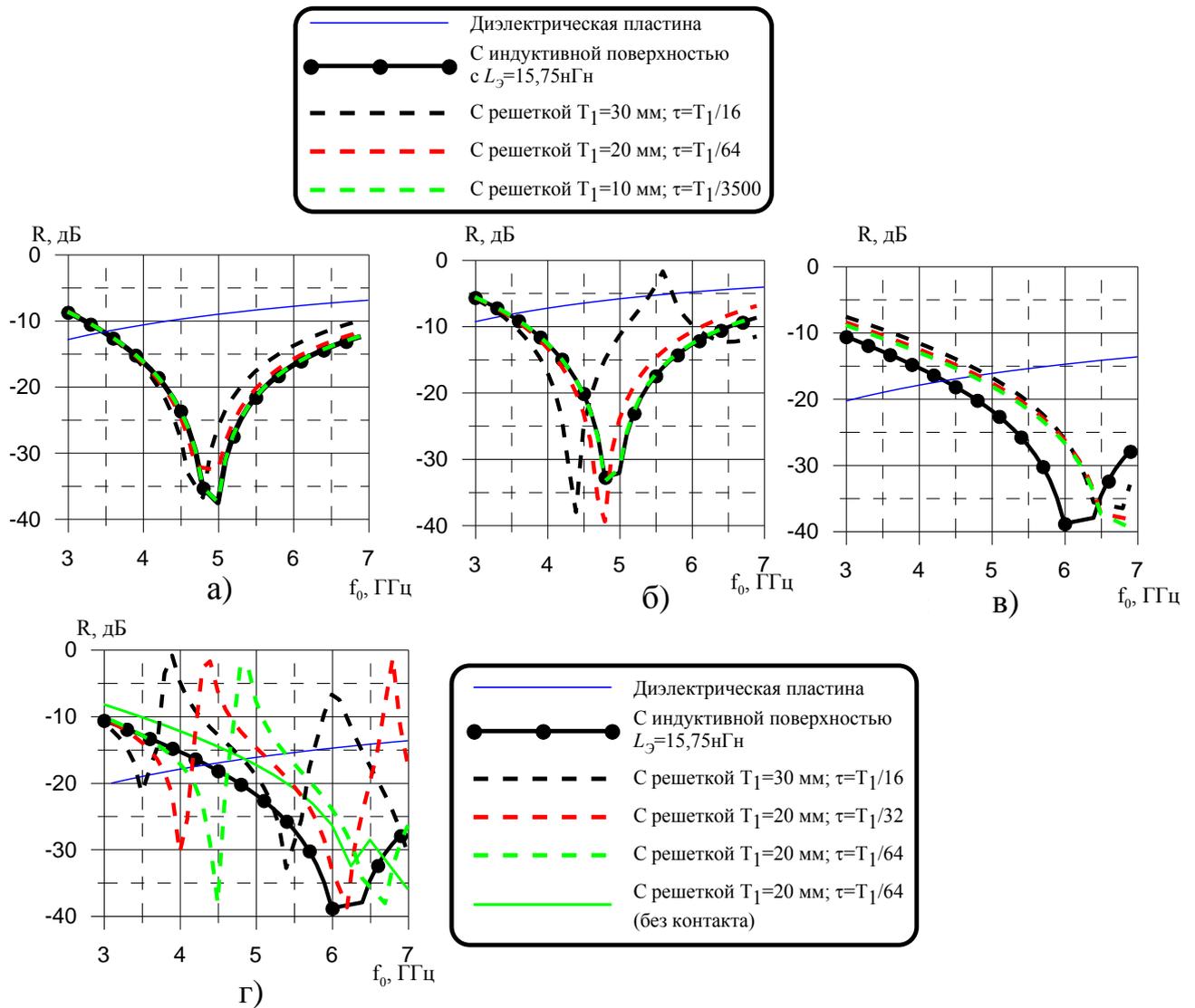


Рисунок 3.9 – Частотные зависимости КО диэлектрического слоя ( $l=2,5\text{мм}$ ,  $\varepsilon=4,0$ ) с решетками из проводов, расположенными в центре диэлектрика. а) нормальное падение; б) перпендикулярная поляризация,  $\theta=50^\circ$ ; в) параллельная поляризация,  $\theta=50^\circ$ ; г) параллельная поляризация,  $\theta=50^\circ$  (решётка из скрещенных проводов)

Следует обратить внимание на проблему, возможную при согласовании диэлектрического слоя при помощи решёток из скрещенных проводов с контактами. Видно (см. рисунок 3.9 г), что в случае падения параллельно поляризованной вол-

ны в частотной зависимости КО диэлектрической структуры с решёткой есть нежелательные резонансы, из-за чего сужается полоса согласования. По-видимому, эти резонансы связаны с наличием высших гармоник периодической структуры, которые могут распространяться в слое диэлектрика. При отсутствии контакта между скрещенными проводами резонансы сдвигаются в область более высоких частот.

Таким образом, для получения стенок РПУ с хорошим согласованием в широкой полосе частот необходимо использовать решётки с периодом не больше  $\lambda/3$ , а для подбора необходимой индуктивности варьировать шириной плоского провода. Для поляризационной независимости стенки надо использовать решётки из скрещенных проводов без контактов.

### 3.3.4 Увеличение индуктивности поверхностной проводимости решетки за счет искривления проводов в виде меандра

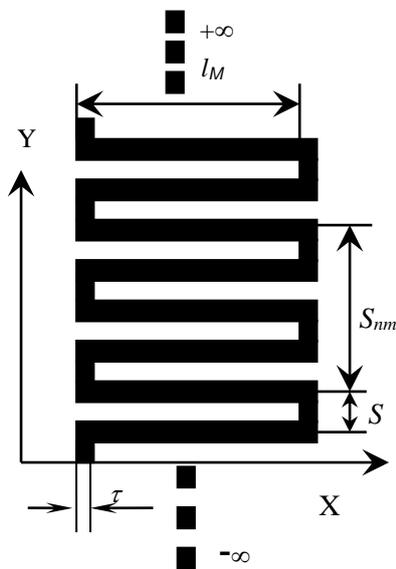
Так как отражение ЭМВ от электрически тонкого диэлектрического слоя носит ёмкостной характер, а от решётки с индуктивной проводимостью - индуктивный характер, то отраженные поля от обеих структур частично компенсируются. Для оптимальной компенсации необходимо выполнение условий равенства амплитуд и сдвига фаз на  $180^\circ$  отраженных полей. Приблизительно эти условия достигаются при выполнении следующего равенства:

$$L_{\text{э}} = \frac{1}{\omega^2 \varepsilon_0 \sum_{i=1}^N l_i (\varepsilon_i - 1)}, \quad (3.22)$$

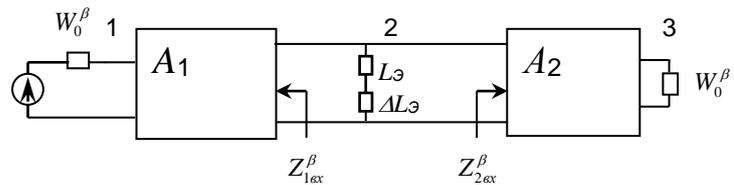
где  $N$  – количество тонких слоёв в многослойном диэлектрике (параллельное соединение поверхностных ёмкостных сопротивлений резистивных слоёв, эквивалентных тонким слоям диэлектрика (см. п. 3.1.2)).

В (3.22) необходимая для согласования величина индуктивности решётки зависит от квадрата частоты. При уменьшении частоты индуктивность решётки надо сильно увеличивать, а значит, надо увеличивать ее период. Увеличение периода возможно только до величины половины длины волны. В дециметровом и

нижней части сантиметрового диапазонов длин волн часто необходимая индуктивность достигается только у разреженных решёток с очень тонкими проводами. Кроме этого, подбором индуктивности нельзя решить проблему согласования при наклонном падении параллельно поляризованной волны. Увеличения индуктивности решётки можно добиться за счет периодических искривлений проводов, входящих в её состав. Одним из простых и максимально технологичных видов искривлений проводов является меандр – решётка изготавливается хорошо известным фотолитографическим способом на основе технологии изготовления печатных плат. На рисунке 3.10а показан провод, изогнутый в виде меандра, а на рисунке 3.10б – схема длинной линии, эквивалентной стенке РПУ, в составе которой есть решётка из проводов с дополнительной индуктивностью.



а) искривление провода  
в виде меандра



б) Эквивалентная длинная линия  
диэлектрического слоя и решетки  
проводов с дополнительной индуктивностью

Рисунок 3.10 – Искривление проводов решетки в виде меандра для увеличения эквивалентной индуктивности решётки

Дополнительной индуктивностью такой решетки будет индуктивность от элементов меандра, которые помещаются на длине одного периода решетки, что эквивалентно подключению дополнительной индуктивности  $\Delta L_\Delta$  последовательно к  $L_\Delta$  (см. рисунок 3.10б). Для вычисления  $\Delta L_\Delta$  можно воспользоваться методом

участков [56], согласно которому общая индуктивность  $L_{общ}$  конструкции равна собственной индуктивности его участков плюс взаимная индуктивность между каждой парой участков:

$$L_{общ} = NL + \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N M_{nm}, \quad (3.23)$$

где  $n \neq m$ ;

$L$  - собственная индуктивность участков меандра;

$M_{nm}$  - взаимная индуктивность между участками  $n$  и  $m$ ;

$N$  - количество рассматриваемых участков меандра.

В общем случае  $N \rightarrow \infty$ .

По формулам [56] для высокочастотного приближения можно найти

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} l_M \left( \ln \frac{8l_M}{\tau} - 1 \right), \quad (3.24)$$

где  $l_M$  - длина одного элемента меандра (рассматривается случай, когда все элементы меандра одинаковые).

$$M_{nm} = (-1)^{|n-m|} \frac{\mu_0}{2\pi} l_M \left( \ln \frac{l_M + \sqrt{l_M^2 + S_{nm}^2}}{S_{nm}} - \frac{\sqrt{l_M^2 + S_{nm}^2}}{l_M} + \frac{S_{nm}}{l_M} \right), \quad (3.25)$$

где  $S_{nm} = |n - m|S$  - расстояние между  $m$ -м и  $n$ -м элементами меандра;

$S$  - расстояние между центрами элементов меандра.

В итоге, дополнительная индуктивность решётки может быть вычислена по формуле:

$$\Delta L_{\Sigma} = \frac{L_{общ}}{N} N_Y, \quad (3.26)$$

где  $N_Y = \frac{T_1}{S}$  - количество элементов меандра на расстоянии одного периода  $T_1$ .

На рисунке 3.11 для двух значений периода решётки  $T_1$  показаны зависимости  $\Delta L_{\Sigma}$  от удлинения провода  $l_{провода} / l_0 = l_M / S + 1$ , вычисленные двумя способами: точным методом ИУ по программе Stenka и методом участков. При небольшом удлинении метод участков даёт большую погрешность, что связано с неравномерным распределением электрического тока на элементе меандра. При удлинении больше, чем в 10 раз, два метода дают почти одинаковые результаты. Кро-

ме этого, искривление проводов в виде меандра дает небольшие значения  $\Delta L_{\Sigma}$ , а удлинение провода в виде меандра менее чем в два раза почти не изменяет индуктивность в поверхностном сопротивлении решётки.

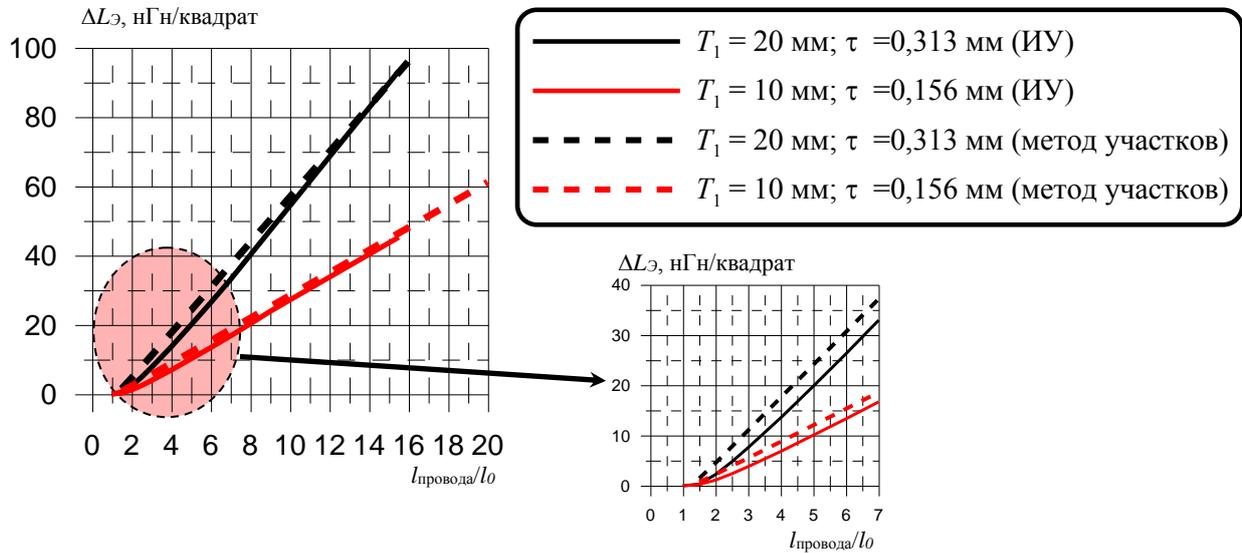


Рисунок 3.11 – Зависимость дополнительной индуктивности от относительного удлинения провода в виде меандра

На рисунке 3.12 представлена рассчитанная методом ИУ угловая зависимость  $L_{\text{общ}}$  решётки из проводов, искривленных в виде меандра. При наклонном падении параллельно поляризованной волны  $L_{\text{общ}}$  решётки из искривленных проводов меньше зависит от угла падения волны.

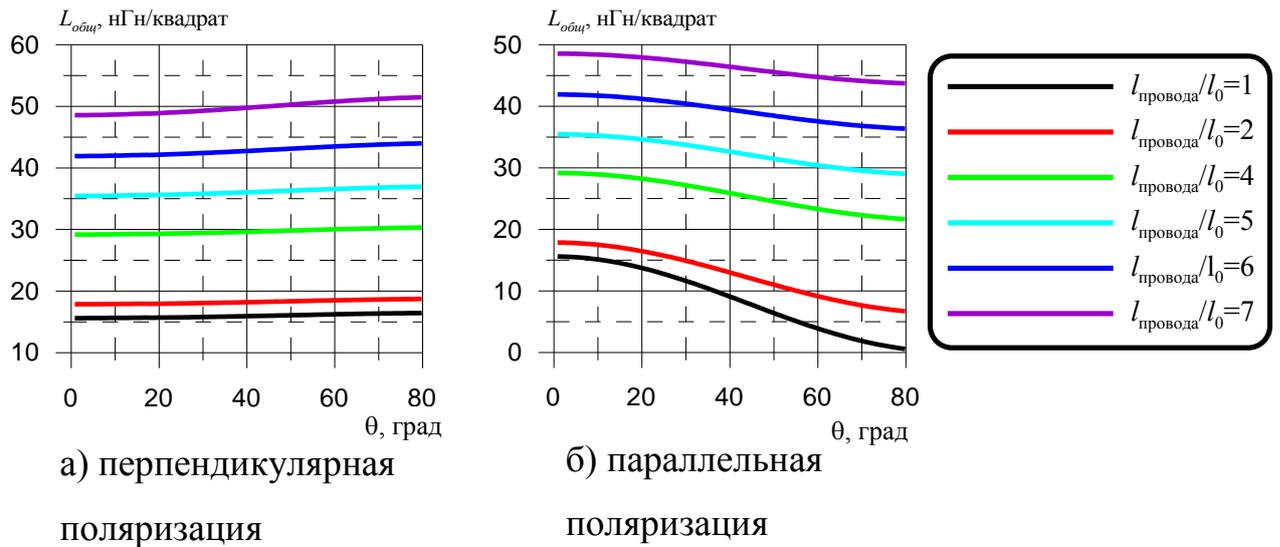


Рисунок 3.12 – Угловая зависимость эквивалентной индуктивности при разных удлинениях провода. Частота 5 ГГц,  $T_1=20,0$ мм,  $\tau=0,625$ мм,  $S=2\tau$ . Решение методом интегральных уравнений

На рисунке 3.13 приведены рассчитанные методом ИУ (по программе Stenka) частотные зависимости КО диэлектрического слоя с решётками из прямых и искривленных проводов в виде меандра с удлинением 4. Как видно, использование меандра позволяет применять более широкие провода при меньшем периоде решётки. Для получения необходимой для согласования индуктивности в решетке с периодом  $T_x=10,5\text{мм}$  необходимо использовать провод шириной 4,2 мкм, при этом в решётке из проводов, искривленных в виде меандра, использовался провод с шириной 164 мкм). При электродинамическом согласовании тонких диэлектрических слоёв с помощью решётки из изогнутых проводов можно добиться таких же частотных зависимостей КО, как при наилучшем согласовании диэлектрических слоёв с помощью модельной поверхности с проводимостью, индуктивность которой не зависит от частоты и угла падения волны. В представленном примере (см. рисунок 3.13) у решетки из изогнутых проводов  $\Delta L_{\text{Э}} = 7,6$  нГн/квadrat. При расчёте методом участков получается  $\Delta L_{\text{Э}} = 9,2$  нГн/квadrat, т. е. погрешность метода участков при таком удлинении составила 1,6 нГн/квadrat.

Для получения поляризационно-независимой стенки нужно использовать две взаимно перпендикулярные решётки из меандров. Наличие контакта между решётками также приводит к появлению нежелательных резонансов, как и в случае с решётками из прямых проводов. Отсутствие контактов позволяет избавиться от них.

Для примера рассмотрим случай, когда использование дополнительной индуктивности является обязательным. Необходимо спроектировать стенку РПУ плоской формы с КО не более -20 дБ в секторе углов падения от 0 до  $50^{\circ}$  в диапазоне частот от 1,2 до 1,4 ГГц. Размеры РПУ большие, поэтому для снижения веса был выбран трехслойный вариант конструкции его стенки (рисунок 3.14). Для выполнения поставленной задачи без использования компенсационных решёток толщина сотового слоя должна быть не менее 80,0 мм. Оптимальная с точки зрения производства и эксплуатации толщина сот должна быть около 20,0 мм. Параметры диэлектрических слоёв стенки показаны на рисунке 3.14. Чтобы применить более тонкую стенку для создания РПУ с требуемыми электродинамическими характеристиками, надо использовать компенсационную решётку из проводов.

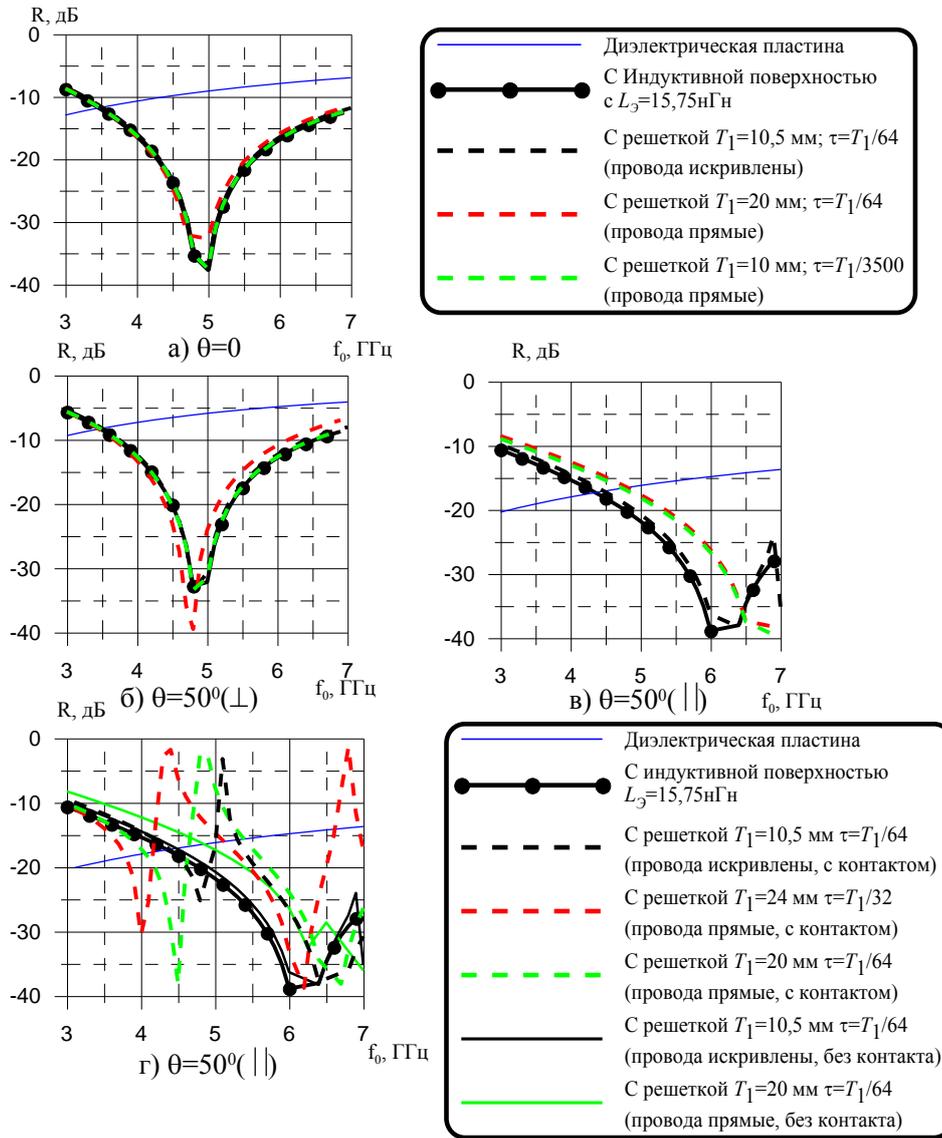


Рисунок 3.13 – Частотные зависимости КО диэлектрического слоя ( $l=2,5\text{мм}$ ;  $\epsilon=4,0$ ) с решетками из проводов, расположенными в центре диэлектрика. а) Нормальное падение; б) перпендикулярная поляризация,  $\theta=50^\circ$ ; в) параллельная поляризация,  $\theta=50^\circ$ ; г) параллельная поляризация,  $\theta=50^\circ$  (решетка из скрещенных проводов)



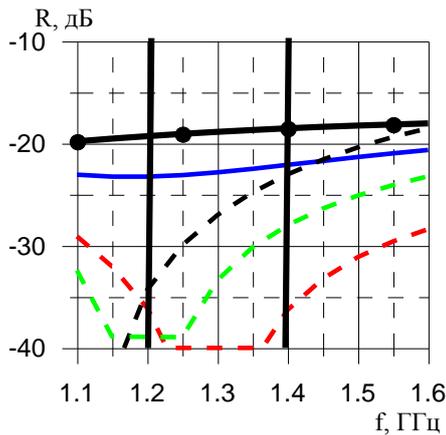
Рисунок 3.14 – Трехслойная конструкция стенки радиопрозрачного укрытия с решеткой из меандра. Цифрами 1, 2, 3 обозначены места возможной установки решетки

Из (3.22) можно определить, что для согласования стенки РПУ с тонкими сотами на центральной частоте рабочего диапазона индуктивность решётки должна быть 165,3 нГн/квадрат. Такой индуктивностью при нормальном падении волны обладает решётка с периодом  $T_1=10$  см из прямых плоских проводов шириной  $\tau = 20$  мкм. Однако период решётки близкий к половине длины волны в рабочем диапазоне частот приведёт к сильной зависимости  $L_{\Sigma}$  от угла падения волны. Кроме этого, тонкие провода обладают низкой электрической прочностью и могут перегореть при мощном излучении укрываемого объекта. Использование решётки из периодически искривленных проводов в виде меандра позволяет решить поставленную задачу. Для определённости выберем решётку с параметрами  $T_1=40,0$ мм и  $\tau=0,625$ мм. Такая решётка обладает собственной индуктивностью  $L_{\Sigma}=30,6$ нГн/квадрат, поэтому необходимо получить  $\Delta L_{\Sigma} = 134,7$  нГн/квадрат. При шаге  $S=2\tau$  (рисунок 3.10а) удлинение провода за счет меандра должно быть  $l_{\text{провода}}/l_0 \approx 12$ , т.е.  $l_M=13,75$ мм. Более точные вычисления методом ИУ показали, что необходимое удлинение проводов за счет их искривлений в виде меандра должно быть равно 14, т.е.  $l_M=16,25$ мм. Рассмотрены три варианта расположения решётки в стенке РПУ (см. рисунок 3.14): на внешних границах 1 или 3 (вариант 1), в центре сот (вариант 2), на обеих внешних границах 1 и 3 (вариант 3). На рисунке 3.15 приведены частотные зависимости КО указанных вариантов стенок.

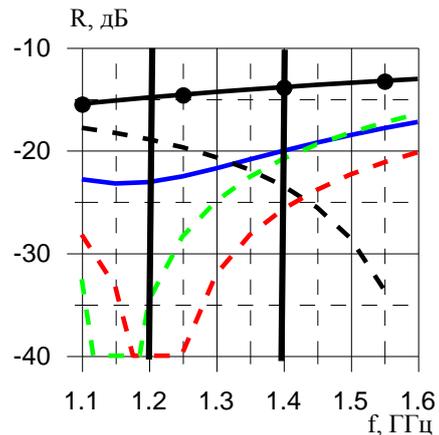
Вариант 3 расположения двухслойной решётки эквивалентен параллельному включению в схему двух индуктивных сопротивлений, поэтому надо приблизительно в два раза увеличить индуктивности каждого слоя решётки. Увеличение индуктивности было обеспечено увеличением периода слоёв решетки до 70мм. Как можно заметить, все три варианта обеспечивают требуемые РТХ стенки.

Самым лучшим является вариант, когда решётка устанавливается в центре сот (вариант 2). К сожалению, такой вариант установки решётки технологически сложен. В случае установки двух решёток на внешних поверхностях стенки (вариант 3) частотная полоса электродинамического просветления обужается. В самом технологически простом варианте, когда решётка устанавливается на одну из внешних поверхностей стенки (вариант 1), не обеспечивается полное электроди-

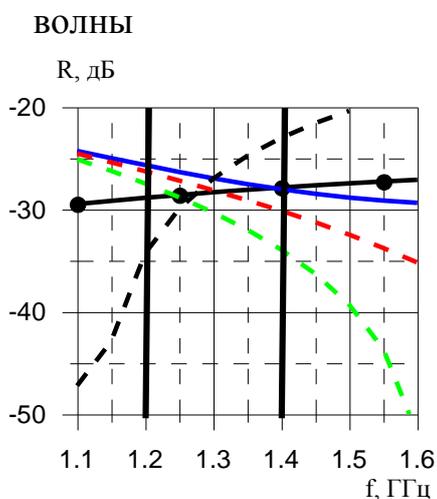
намическое согласование, но при этом также достигаются требуемые характеристики стенки. Необходимо заметить, что варианты стенки без решёток не обеспечивают требуемых характеристик.



а) нормальное падение



б) перпендикулярная поляризация



в) параллельная поляризация

$\theta=50^\circ$

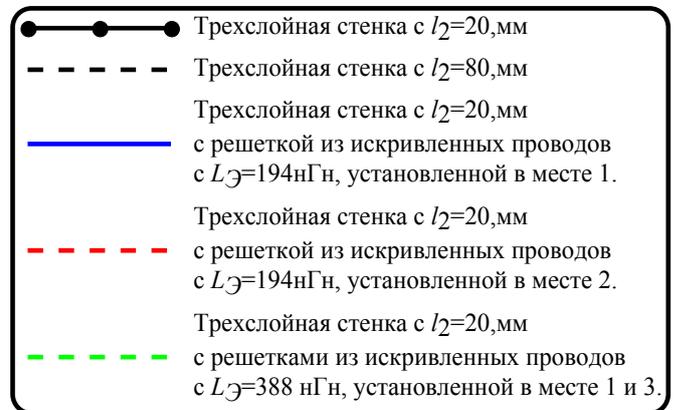


Рисунок 3.15 – Частотная зависимость КО трехслойной стенки с решёткой из проводов с периодическими искривлениями в виде меандра с удлинением провода  $l_{\text{провода}}/l_0 = 14$

### 3.3.5 Увеличение индуктивности решёток за счет искривления проводов в виде соленоида

Варианты с использованием решёток из меандра просто реализовать технологически, однако при этом возникают проблемы получения больших значений индуктивности решётки. Для увеличения индуктивности элементы меандра необходимо сильно удлинять, что неизбежно увеличит дополнительное отражение ёмкостного характера стенки РПУ в случае, когда падающее поле будет направлено перпендикулярно искривлённым проводам (вдоль элементов меандра). Это приведёт в лучшем случае к сужению частотной полосы согласования, а в худшем – к образованию нежелательных резонансов, ухудшающих РТХ системы антенна – РПУ.

Обеспечить большие значения индуктивности при небольших поперечных размерах искривленных проводов позволяет трехмерное искривление проводов. Один из вариантов – это решётка из проводов, искривленных в виде соленоида (рисунок 3.16).

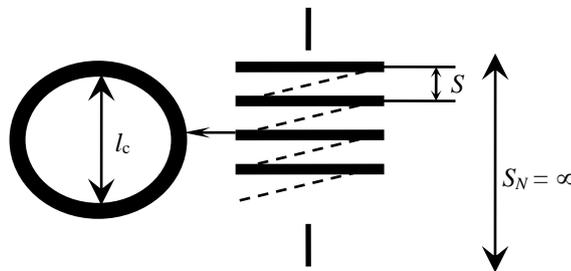


Рисунок 3.16 – Искривление проводов решётки в виде соленоида для увеличения эквивалентной индуктивности

Расчет индуктивности соленоида, состоящего из  $N$  витков, хорошо известен [56]. Дополнительная эквивалентная индуктивность решётки, полученная за счет искривления провода в виде соленоида, будет равна удельной индуктивности одного витка соленоида, умноженной на количество витков в одном периоде решётки

$$\Delta L_{\text{Э}} = \frac{\mu_0}{4\pi} N l_c \Phi N_T \text{ при } N \rightarrow \infty, \quad (3.27)$$

где  $l_c$  – диаметр соленоида;

$$\Phi = \frac{\pi^2}{\alpha^2 \beta};$$

$$\alpha = \frac{NS}{l_c};$$

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1+4\alpha^2}};$$

$N_T = \frac{T_x}{S}$  – количество витков в одном периоде решётки;

$S$  – шаг соленоида.

На рисунок 3.17 представлена структура стенки РПУ, состоящей из трёх слоев диэлектрика и решётки с периодом  $T_1=20$  мм из проводов, искривленных в виде соленоида. Параметры соленоида:  $\tau=0,5$ мм,  $l_c=4,5$ мм,  $S=1,18$ мм. Добавочная индуктивность, полученная за счёт искривления проводов в виде такого соленоида,  $\Delta L_{\text{Э}} = 289$  нГн/квадрат, а общая индуктивность решетки  $L_{\text{Э}} + \Delta L_{\text{Э}} = 299$ нГн/квадрат. На рисунке 3.18 показаны в сравнении измеренные и вычисленные частотные зависимости КО для такой структуры. Как можно заметить, решётка из искривленных проводов обеспечивает согласование трехслойной диэлектрической стенки РПУ на частоте 1,3 ГГц и существенно снижает КО в полосе частот от 1 до 2 ГГц. Также видно хорошее совпадение вычисленных и измеренных зависимостей, что говорит о применимости построенной модели.

Решетка из искривленных в виде соленоида проводов
$\epsilon_4=3,7-j0,05$ $l_4=0,6$ мм <b>Внутренняя обшивка</b>
<b>Сотовая конструкция</b> $\epsilon_3=1,1$ $l_3=13,0$ мм
$\epsilon_2=3,7-j0,05$ $l_2=0,6$ мм <b>Внешняя обшивка</b>
$\epsilon_1=3,7-j0,1$ $l_1=0,3$ мм <b>Лакокрасочное покрытие</b>

Рисунок 3.17 – Структура стенки РПУ с решёткой из искривленных в виде соленоиде проводов

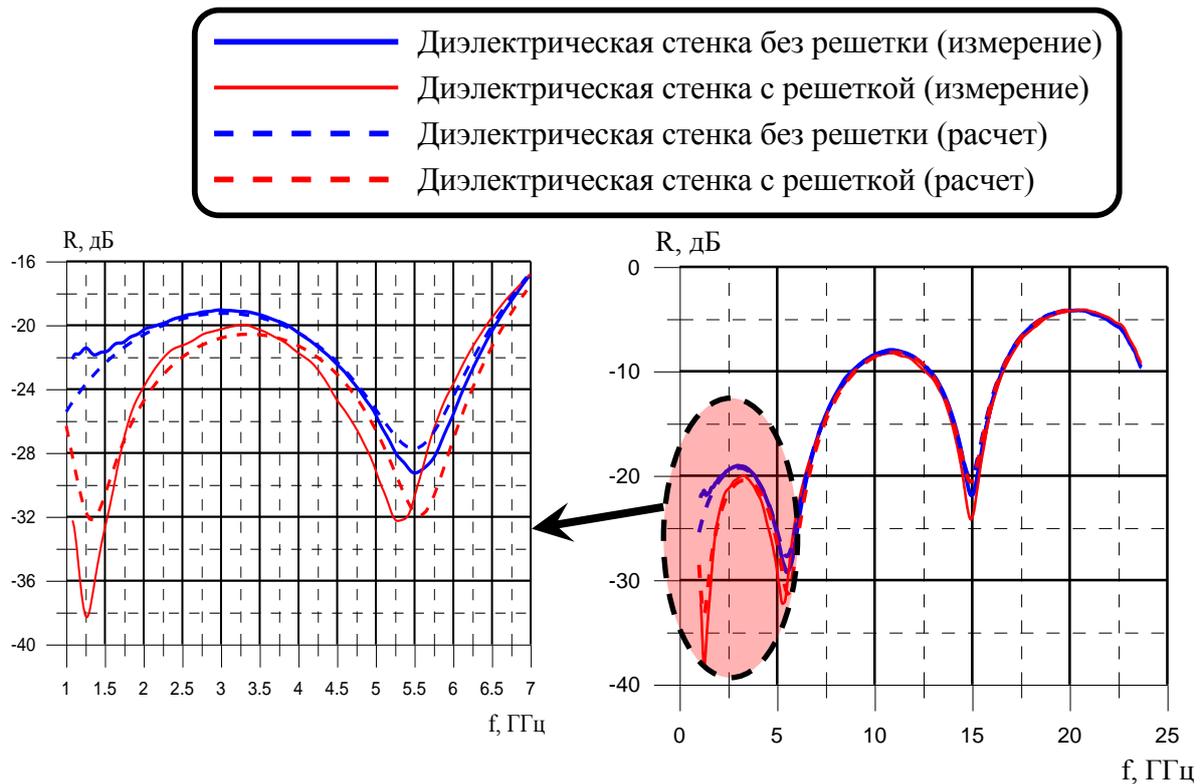


Рисунок 3.18 – Частотные зависимости КО трехслойной стенки РПУ с решёткой из изогнутых в виде соленоидов проводов

В работе [36] отмечалось, что влияние проводов систем освещения или обогрева на характеристики антенны, можно компенсировать с помощью диполей. Использование искривленных проводов для этих же целей позволяет также снизить их влияние на антенну, при этом такой способ более технологичен. Из полученных данных (см. Рисунок 3.18) следует, что решётка из проводов, искривленных в виде соленоида, мало влияет на КО стенки РПУ в высокочастотной области. Это связано с низкой межвитковой ёмкостью и большой индуктивностью такого соленоида. Можно использовать провода, искривлённые в виде соленоида с достаточно большой дополнительной индуктивностью, при этом их влияние на работу укрываемого объекта в области высоких частот будет минимальное.

### 3.3.6 Заключительные замечания

Из результатов проведённых исследований в п. 3.3 следует, что для наилучшего согласования диэлектрических слоёв необходимо использовать ре-

шётки, эквивалентные индуктивности  $L_{\Delta}$  которых минимально зависят от частоты и угла падения волны. Такие решётки должны иметь минимальный период по отношению к длине волны. Необходимую величину  $L_{\Delta}$  надо подбирать шириной плоского провода. В дециметровом и в длинноволновой части сантиметрового диапазонов, когда нужная ширина плоского провода становится неприемлемо узкой, величину  $L_{\Delta}$  нужно обеспечивать путем искривления проводов.

Искривления проводов в виде меандра позволяют увеличивать индуктивность решётки достаточно простым и технологичным способом. При этом решётка получается планарной, что позволяет устанавливать её между слоями диэлектрика.

Искривления проводов в виде соленоида позволяют получить значительно большие величины индуктивности при малых поперечных размерах искривлённых проводов. Решётки с малыми поперечными размерами проводов обладают низким уровнем отражения при поляризации волны перпендикулярно проводам. Это улучшает радиотехнические свойства стенки РПУ.

При необходимости можно получить поляризационно-независимую стенку, если использовать для согласования диэлектрических слоев две решётки с взаимно перпендикулярными проводами. Отсутствие контактов между проводами решёток позволяет избавиться от ненужных резонансов при наклонном падении на стенку параллельно поляризованной волны.

По результатам проведенных исследований написана статья [45], а также оформлен патент [46].

### **3.4 Метаматериал с высокой механической прочностью и диэлектрической проницаемостью близкой к единице**

#### **3.4.1 Общие замечания**

Наиболее очевидный путь уменьшения искажений поля излучения антенны - применение стенки РПУ из диэлектрического материала с низкой плотностью (в идеале с  $\epsilon=1$ ). Однако обычные материалы с малой величиной  $\epsilon$  (вспененные по-

лиэтилены или фторопласты, либо сотовые структуры) из-за низкой прочности не пригодны для создания практических конструкций. В настоящее время во всем мире ведутся обширные исследования по созданию искусственных (конструкционных) материалов (так называемых метаматериалов) с уникальными электродинамическими свойствами. Ниже рассмотрены возможности разработки конструкционного материала, обладающего диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  близкой к единице и механической прочностью, достаточной для производства обтекателей, которые испытывают при эксплуатации серьезные механические нагрузки. Идея самая простая и состоит в получении значения эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\text{э}}$  близкой к единице за счет включения в обычный диэлектрический материал (матрицу) искусственного материала (среды) с отрицательной диэлектрической проницаемостью (ENG-среды).

Простейшим искусственным диэлектриком с  $\epsilon_{\text{э}}$  меньше нуля может быть решётка из тонких проводов, о чём сообщалось в работе [57] ещё в 1953 году. В работе для случая нормального падения ЭМВ выведена формула для плазменной частоты системы решёток из проводов, при которой эффективная диэлектрическая проницаемость обращается в ноль. Положительная диэлектрическая проницаемость матрицы, в которую помещается решётка, может быть существенно снижена отрицательной диэлектрической проницаемостью такой среды. Подбирая параметры решётки, можно получить искусственный диэлектрик, у которого на некоторой частоте значение эффективной диэлектрической проницаемости будет равно единице. Рассмотренные выше конструкции стенок с металлическими включениями и методики расчёта их параметров позволяют создать конструкцию метаматериала с низкой диэлектрической проницаемостью, наилучшим образом подходящую для изготовления РПУ.

На рисунке 3.19а изображена многослойная конструкция, которая при определённых параметрах может рассматриваться как метаматериал с диэлектрической проницаемостью близкой к единице в некотором частотном диапазоне, обладающий при этом высокой прочностью. Конструкция представляет собой чередующиеся слои диэлектрической матрицы (например, стеклопластика) с малой

электрической толщиной и некоторые поверхности с реактивной (индуктивной) проводимостью. Как было показано в п.3.3, в качестве поверхностей с индуктивной проводимостью лучше всего использовать решётки из искривлённых проводов. Электродинамический анализ представленной многослойной структуры может быть выполнен методом эквивалентных длинных линий, для чего используется схема, представленная на рисунке 3.19б.

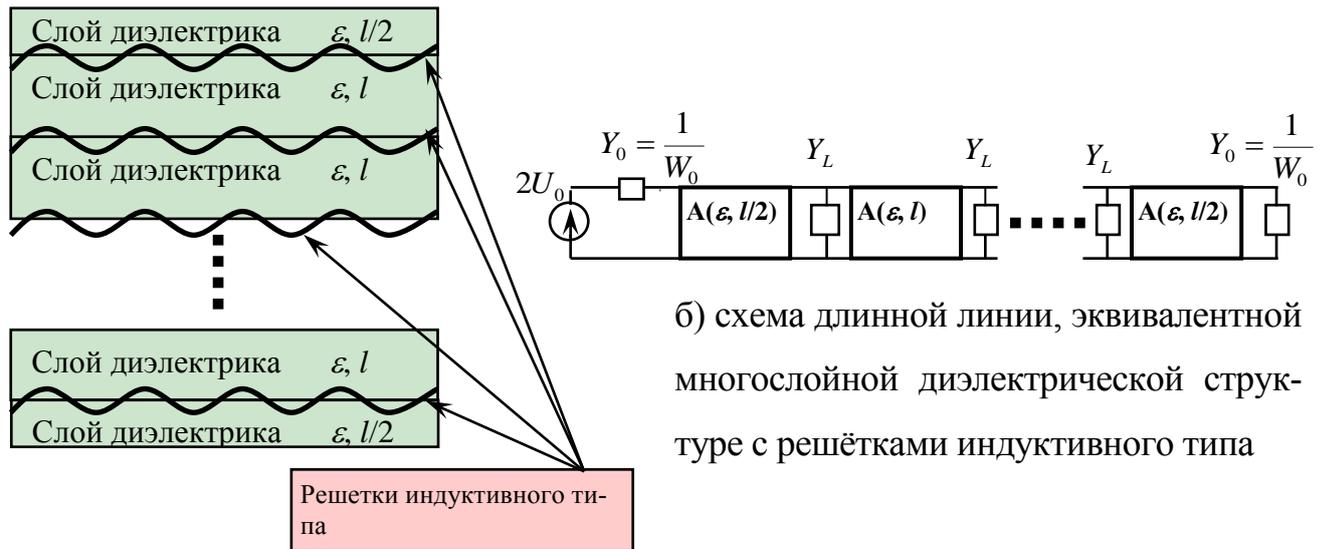


Рисунок 3.19 – Структура материала с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon \approx 1$

### 3.4.2 Расчёт эффективных электродинамических параметров метаматериала

Ниже будет показано, что эффективные параметры (диэлектрическая и магнитная проницаемости  $\epsilon_{\text{эф}}$  и  $\mu_{\text{эф}}$ ) рассматриваемой структуры (см. рисунок 3.19а) не зависят от количества слоёв, поэтому для краткости вывод можно провести для одного слоя структуры. Кроме этого, при бесконечно малой толщине слоя диэлектрической матрицы для анализа одного слоя метаматериала можно рассматривать схему, представленную на рисунке 3.20. Используя теорию длинных линий для

схемы на рисунке 3.20, находим выражения для входного адмитанса ( $Y_{ex}$ ) и КП ( $T$ ) одного слоя метаматериала (в предположении бесконечно малой толщины слоя)

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_{ex} = \frac{1 + \frac{1}{a} \gamma_a l}{1 + a \gamma_a l} \frac{1}{W_0} + Y_L \approx Y_0 + Y_C + Y_L, \\ T \approx \frac{2Y_0}{Y_{ex} + Y_0} \frac{1}{1 + a \gamma_a l}, \end{array} \right. \quad (3.28)$$

где  $Y_C = \frac{\gamma_a l}{W_a} (1 - a^2)$  - эквивалентная ёмкостная проводимость слоя диэлектрика;

$$a = \frac{W_a}{W_0};$$

$Y_0 = \frac{1}{W_0}$  - адмитанс свободного пространства;

$W_a$  - импеданс матрицы;

$$\gamma_a = k_0 \sqrt{\sin^2 \theta - \varepsilon \mu};$$

$\theta$  - угол падения;

$\varepsilon$  и  $\mu$  - диэлектрическая и магнитная проницаемости матрицы;

$l$  - толщина одного слоя диэлектрической матрицы;

$Y_L = \frac{-j}{\omega L}$  - индуктивная проводимость решётки из искривлённых проводов.

Пока предполагается, что  $\varepsilon$  является действительной величиной, т.е. рассматривается материал диэлектрической матрицы без электрических потерь.

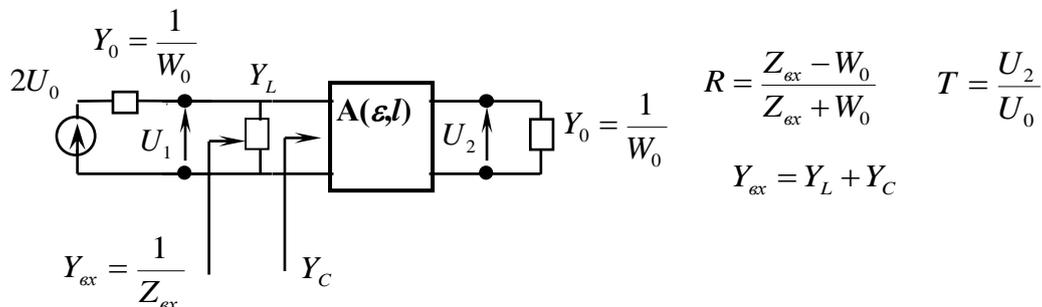


Рисунок 3.20 – Схема длинной линии, эквивалентная однослойному метаматериалу

Для определения величин эффективных параметров  $\varepsilon_{\text{Э}}$  и  $\mu_{\text{Э}}$  необходимо решить систему уравнений

$$\begin{cases} Y_{\text{ex Э}} = Y_{\text{ex}}, \\ T_{\text{Э}} = T, \end{cases} \quad (3.29)$$

где  $Y_{\text{ex Э}}$  и  $T_{\text{Э}}$  адмитанс и КП слоя диэлектрика толщиной  $l$  со значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей  $\varepsilon_{\text{Э}}$  и  $\mu_{\text{Э}}$ .

Для перпендикулярной поляризации падающей волны имеем

$$a = \frac{\gamma_0}{\gamma_a}, \quad W_a = \frac{Z^M}{\gamma_a}, \quad W_0 = \frac{120\pi}{\cos \theta}, \quad (3.30)$$

где  $\gamma_0 = jk_0 \cos \theta$ ;

$$Z^M = j\omega\mu_0\mu;$$

$$\mu_0 = 1,27 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м};$$

$\mu=1$  (радиопрозрачные материалы для изготовления РПУ немагнитные).

Тогда

$$Y_0 + j\omega\varepsilon_0(\varepsilon_{\text{Э}} - 1) = Y_0 + j\omega\varepsilon_0(\varepsilon - 1) + Y_L, \quad (3.31)$$

где  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ ;

$$Y_L = \frac{1}{j\omega L};$$

$L$  – индуктивность в поверхностной проводимости решётки (см. п.3.3).

Для получения минимального отражения от рассматриваемой структуры на заданной частоте необходимо выполнение условия взаимной компенсации эквивалентных проводимостей матрицы (диэлектрика) и индуктивного слоя, т.е. равенство  $Y_L$  и  $Y_C$  по модулю. Если ввести величину частоты настройки метаматериала в виде

$$\omega_{00} = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (3.32)$$

где  $C = l\varepsilon_0(\varepsilon - 1)$  – ёмкость в  $Y_C$ , тогда  $L = \frac{1}{\omega_{00}^2 l\varepsilon_0(\varepsilon - 1)}$ .

Из (3.31) и (3.32) получается

$$\varepsilon_{\text{э}} = 1 + (\varepsilon - 1) \left( 1 - \frac{\omega_{00}^2}{\omega^2} \right). \quad (3.33)$$

Решение (3.33) также удовлетворяет и второму уравнению в системе (3.29) для КП. Как видно, при перпендикулярной поляризации эффективная диэлектрическая проницаемость метаматериала  $\varepsilon_{\text{э}}$  не зависит от угла падения волны и может быть вычислена по формуле (3.33). Для частот  $\omega < \omega_{00}$  имеем  $\varepsilon_{\text{э}} < 1$  и при  $\omega \rightarrow 0$   $\varepsilon_{\text{э}} \rightarrow -\infty$ . Для частот  $\omega > \omega_{00}$   $\varepsilon_{\text{э}}$  стремится к диэлектрической проницаемости матрицы. Эффективная магнитная проницаемость при этом остаётся равной единице.

Для параллельной поляризации падающей волны

$$a = \frac{\gamma_a}{\gamma_0 \varepsilon}, \quad W_a = \frac{Z^E}{\gamma_a}, \quad W_0 = 120\pi \cos \theta, \quad (3.34)$$

где  $Z^E = \frac{\gamma_a^2}{j\omega\varepsilon_0\varepsilon}$ .

Первое уравнение системы (3.29) примет следующий вид:

$$Y_0 + j\omega\varepsilon_0 d \frac{\gamma_0^2 \varepsilon_{\text{э}}^2 - \gamma_{a\text{э}}^2}{\varepsilon_{\text{э}} \gamma_0^2} = Y_0 + j\omega\varepsilon_0 d \frac{\gamma_0^2 \varepsilon^2 - \gamma_a^2}{\varepsilon \gamma_0^2} + Y_L, \quad (3.35)$$

где  $\gamma_{a\text{э}} = k_0 \sqrt{\sin^2 \theta - \varepsilon_{\text{э}} \mu_{\text{э}}}$ .

В итоге получается

$$(\varepsilon - 1) \left( 1 - \frac{\tan^2 \theta}{\varepsilon} - \frac{\omega_{00}^2}{\omega^2} \right) = \left[ (\varepsilon_{\text{э}} - \mu_{\text{э}}) + \tan^2 \theta \left( \frac{1}{\varepsilon_{\text{э}}} - \mu_{\text{э}} \right) \right]. \quad (3.36)$$

Второе уравнение системы (3.29) с учётом (3.34) записывается в виде

$$\frac{2Y_0}{Y_{\text{ax}} + Y_0} \frac{1}{1 + a_{\text{э}} \gamma_{a\text{э}} d} = \frac{2Y_0}{Y_{\text{ax}} + Y_0} \frac{1}{1 + a \gamma_a d}. \quad (3.37)$$

После преобразований получается

$$1 + a_{\text{э}} \gamma_{a\text{э}} d = 1 + a \gamma_a d. \quad (3.38)$$

Из (3.38) следует выражение для  $\mu_{\text{э}}$

$$\mu_{\text{э}} = \left( \frac{1}{\varepsilon_{\text{э}}} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \sin^2 \theta + 1. \quad (3.39)$$

После подстановки (3.39) в (3.36) получается следующее уравнение для определения  $\varepsilon_{\text{Э}}$ :

$$\left[ \left( \varepsilon_{\text{Э}} - \left( \frac{1}{\varepsilon_{\text{Э}}} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \sin^2 \theta - 1 \right) + \tan^2 \theta \left( \frac{1}{\varepsilon_{\text{Э}}} - \left( \frac{1}{\varepsilon_{\text{Э}}} - \frac{1}{\varepsilon} \right) \sin^2 \theta - 1 \right) \right] - (\varepsilon - 1) \left( 1 - \frac{\tan^2 \theta}{\varepsilon} - \frac{\omega_{00}^2}{\omega^2} \right) = 0. \quad (3.40)$$

Решение уравнения (3.40) даёт то же выражение (3.33) для  $\varepsilon_{\text{Э}}$ , что и при перпендикулярной поляризации падающей волны. Однако при параллельной поляризации значение эффективной магнитной проницаемости не равно единице и зависит от угла падения.

На рисунке 3.21а показаны частотные зависимости  $\varepsilon_{\text{Э}}$  при трех значениях диэлектрической проницаемости матрицы  $\varepsilon=4.3$ ,  $\varepsilon=3.3$  и  $\varepsilon=2.3$ . Видно, что крутизна зависимости  $\varepsilon_{\text{Э}}$  от частоты тем меньше, чем меньше  $\varepsilon$ . На рисунке 3.21б-е представлены вычисленные по формуле (3.39) угловые зависимости  $\mu_{\text{Э}}$  для тех же значений  $\varepsilon$  при параллельной поляризации падающей волны. С увеличением угла падения эффективная магнитная проницаемость метаматериала при  $\varepsilon_{\text{Э}} > 0$  увеличивается, а при  $\varepsilon_{\text{Э}} < 0$  уменьшается. При этом максимальная крутизна угловой зависимости  $\mu_{\text{Э}}$  наблюдается на плазменной частоте, где  $\varepsilon_{\text{Э}} = 0$ . При переходе через плазменную частоту наклон угловой зависимости  $\mu_{\text{Э}}$  меняется скачком. Кроме того, при  $\varepsilon_{\text{Э}} = 1$  крутизна угловой зависимости  $\mu_{\text{Э}}$  тем больше, чем больше значение диэлектрической проницаемости матрицы. С ростом частоты крутизна угловой зависимости  $\mu_{\text{Э}}$  уменьшается, а свойства рассматриваемого материала приближаются к свойствам диэлектрика, из которого сделана матрица.

Таким образом, рассматриваемый искусственный материал обладает не только частотной дисперсией эффективной диэлектрической проницаемости, но и пространственной дисперсией эффективной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{Э}}$ . Наличие пространственной дисперсии  $\mu_{\text{Э}}$  является нежелательным свойством рассматриваемого материала, так как обуславливает и увеличение отражений от стенки РПУ, и увеличение фазовых искажений фронта проходящей волны параллельной поляризации.

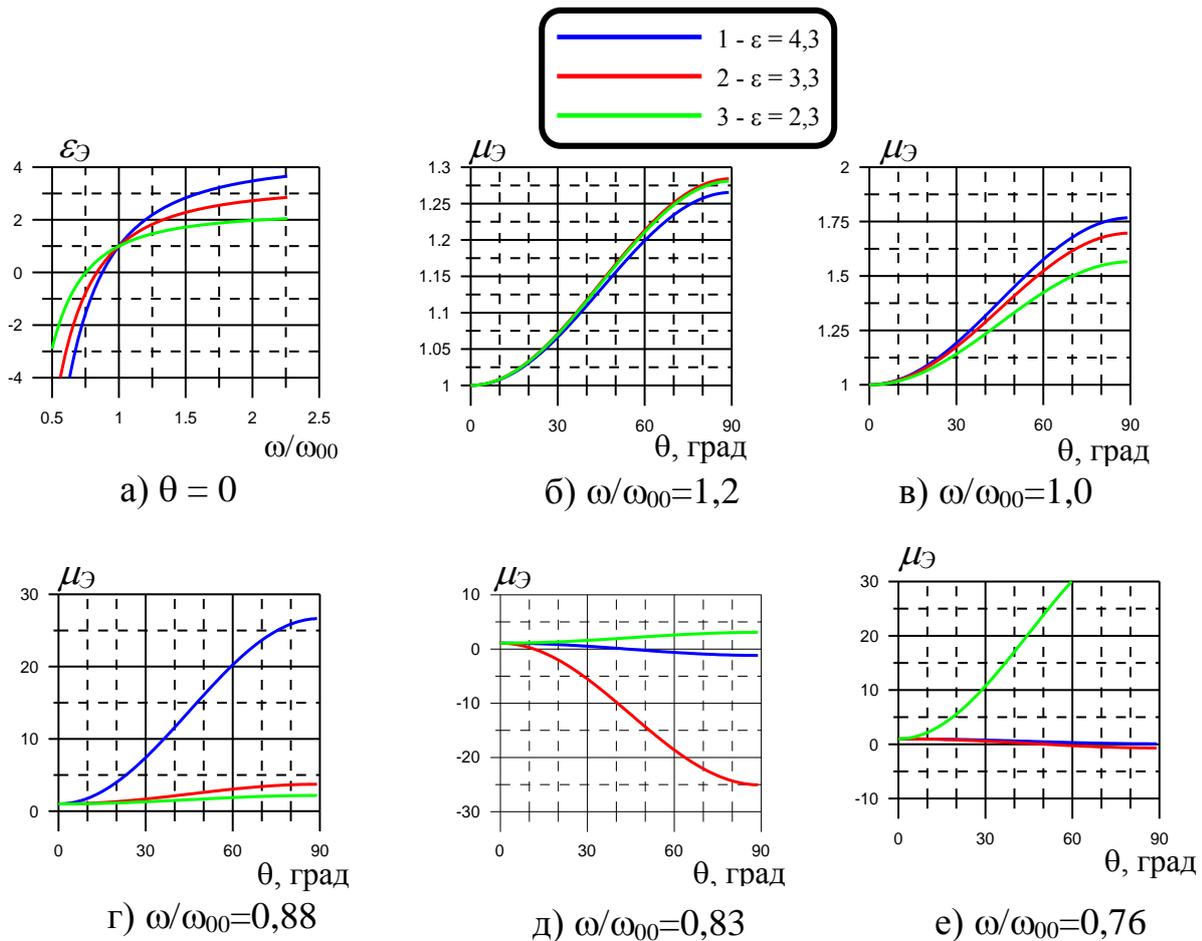


Рисунок 3.21 – Частотные (а) и угловые (б-е) зависимости эффективных параметров «идеального метаматериала» с матрицей без потерь

### 3.4.3 Учёт потерь в диэлектрической матрице

Выше рассматривался случай при отсутствии диэлектрических потерь в материале матрицы метаматериала. Если диэлектрическая проницаемость матрицы является комплексной величиной  $\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon''$ , где для обычных диэлектриков с потерями  $\varepsilon''$  меньше нуля, то в схему эквивалентной длинной линии необходимо включить некоторую шунтирующую проводимость. Индуктивную проводимость, характеризующую решётку, можно считать чисто мнимой величиной, что справедливо, если период решетки достаточно мал, а провода в решётке обладают малым удельным сопротивлением. В итоге, при выводе формул для эффективных

диэлектрической и магнитной проницаемостей надо изменить в формуле (3.32) выражение для индуктивности решётки  $L$ :

$$L = \frac{1}{\omega_{00}^2 d \varepsilon_0 (\varepsilon' - 1)}. \quad (3.41)$$

С учетом (3.41) формула (3.33) примет следующий вид:

$$\varepsilon_{\text{э}} = 1 + (\varepsilon' - 1) \left( 1 - \frac{\omega_{00}^2}{\omega^2} \right) + j\varepsilon''. \quad (3.42)$$

Т.е. мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости равна мнимой части диэлектрической проницаемости матрицы. Тангенс угла диэлектрических потерь при этом на частоте настройки материала возрастает в  $\varepsilon$  раз. Отсюда следует, что для реального применения метаматериала необходимо выбирать материал матрицы с минимальными потерями.

Мнимая часть эффективной магнитной проницаемости равна мнимой части выражения (3.39). Она оказывается положительной в отличие от обычных материалов. На рисунке 3.22 приведены графики угловых зависимостей мнимой части эффективной магнитной проницаемости материала  $\mu''_{\text{э}}$  для разных частот при значении диэлектрической проницаемости матрицы  $\varepsilon = 4,3 - j0,043$ . Как и для действительной части  $\mu'_{\text{э}}$ , максимальная крутизна угловой зависимости  $\mu''_{\text{э}}$  наблюдается на плазменной частоте, когда  $\varepsilon_{\text{э}} = 0$ .

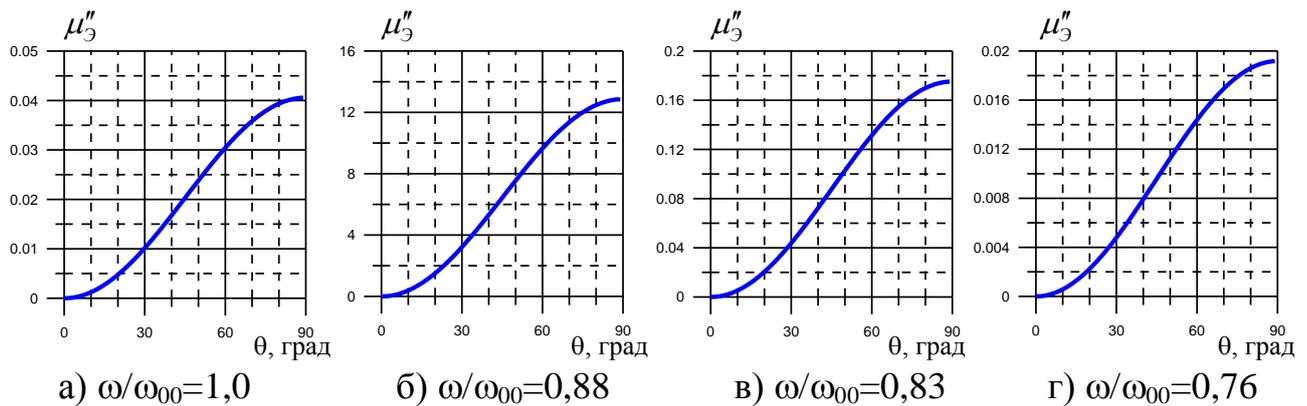


Рисунок 3.22 – Угловые зависимости мнимой части эффективной магнитной проницаемости «идеального метаматериала» при диэлектрической проницаемости матрицы  $\varepsilon = 4,3 - j 0,043$

### 3.4.4 Проверка границ применимости формул для расчета эффективных параметров метаматериала

Полученные формулы (3.33), (3.39) расчета эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей справедливы для так называемого идеального метаматериала - гипотетической модели слоистой структуры с бесконечно малыми толщинами слоёв матрицы. Естественно предположить, что рассчитанные таким способом величины  $\varepsilon_{\text{э}}$ ,  $\mu_{\text{э}}$  тем точнее, чем тоньше слои матрицы, если считать, что электродинамическое взаимодействие решёток мало. Это справедливо, когда провода в решётках тонкие, а радиус их искривления мал. Для выяснения практической применимости формул (3.33), (3.39) и возможностей реализуемости материала использовались тестовые расчёты значений эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей слоистых структур на основе решений задачи дифракции в строгой постановке методом ИУ по программе Stenka. Рассматривались следующие варианты многослойной структуры на основе диэлектрической матрицы с  $\varepsilon = 4,3$  (что соответствует реальным стеклопластикам):

**1-й вариант:** 8 слоёв толщиной  $l=2,0$  мм с общей толщиной 16,0 мм (также оценивались параметры варианта из 4-х слоёв с общей толщиной 8,0 мм);

**2-й вариант:** 4 слоя толщиной  $l=4,0$  мм с общей толщиной 16,0 мм;

**3-й вариант:** 2 слоя толщиной  $l=8,0$  мм с общей толщиной 16,0 мм.

Для всех вариантов структуры подбирались такие параметры индуктивной решётки из изогнутых проводов с периодом 2,5 мм, чтобы обеспечивалась частота настройки структуры  $f_{00} = 5,0$  ГГц. Для реализации первого варианта метаматериала при ширине плоского провода 0,150 мм (0,075 мм для круглого провода) введением изгибов необходимо обеспечить величину дополнительной индуктивности 16 нГн на квадрат (см. п. 3.3). Заметим, что соленоид с такой дополнительной индуктивностью вполне реализуем при диаметре 0,3 мм и шаге 0,118 мм. Для второго и третьего вариантов структуры за счет искривлений проводов решётки необходимо получить дополнительную индуктивность 7,28 нГн/квadrat и 3,04 нГн/квadrat соответственно.

Вычисление эффективных параметров с использованием метода ИУ проводилось следующим образом. Сначала из решения задачи в строгой постановке определялись реальные значения КО и КП структуры, потом для однородного слоя магнетодиэлектрика той же толщины, что и общая толщина слоистой структуры, подбирались физически адекватные параметры  $\varepsilon_{\text{Э}}$ ,  $\mu_{\text{Э}}$ , обеспечивающие получение рассчитанных значений КО и КП.

На рисунке 3.23 приведены частотные зависимости эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей структур при отсутствии потерь в диэлектрической матрице.

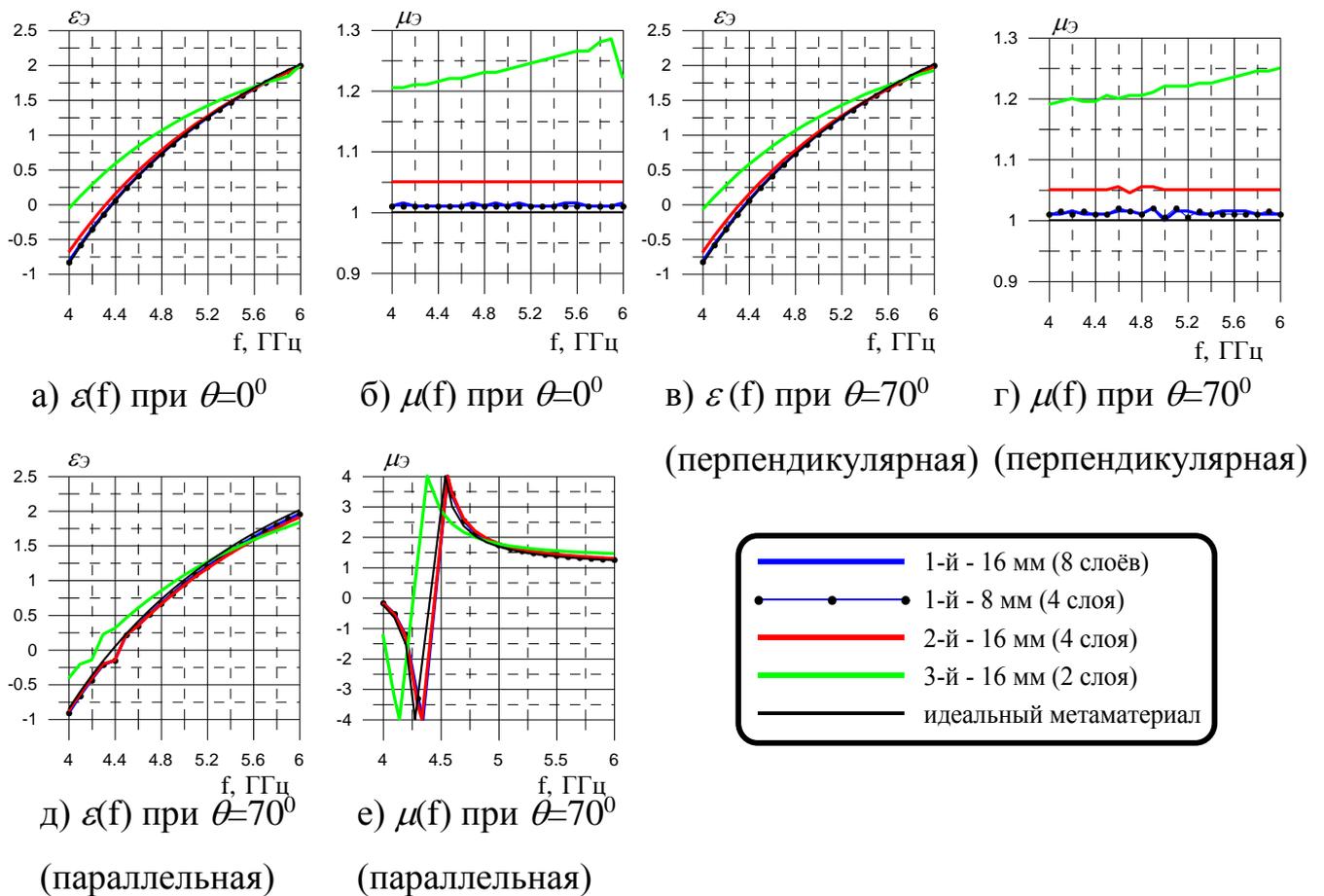


Рисунок 3.23 – Частотные зависимости эффективных параметров слоистой структуры с решётками проводов. Расчёт методом ИУ и по формулам (3.33) и (3.39) для «идеального метаматериала»

Видно, что у структуры 1-го варианта значения эффективных параметров максимально близки к параметрам «идеального метаматериала». С увеличением

толщин слоёв матрицы (варианты 2 и 3) отличие рассчитанных двумя способами значений  $\varepsilon_{\text{э}}$ ,  $\mu_{\text{э}}$  становится более заметным. При этом и эффективная магнитная проницаемость становится существенно отличной от единицы (см. Рисунок 3.23б,г). Для рассмотренного примера метаматериала толщины слоёв многослойной структуры не должны превышать 0,07 – 0,15 длины волны в материале матрицы, чтобы свойства такой структуры соответствовали свойствам «идеального метаматериала», эффективные параметры которого рассчитываются по формулам (3.33) и (3.39). Обратим внимание, что в таком случае значения эффективных параметров действительно не зависят от количества слоев в конструкции материала, т.е. толщины материала (ср. графики на Рисунке 3.23а-г для структуры 1-го варианта при общей толщине 16 мм и 8 мм).

На рисунке 3.24 приведены рассчитанные двумя методами угловые зависимости эффективных параметров многослойной структуры толщиной 16 мм 1-го варианта ( $l=2$  мм) при тангенсе угла диэлектрических потерь матрицы 0,01 ( $\varepsilon=4,3 - j 0,043$ ) на частотах 5 и 6 ГГц. Видно, что параметры такой структуры и при наличии потерь в матрице очень близки к эффективным параметрам «идеального метаматериала».

Как известно, одним из тестов на применимость эффективных параметров для описания материальных (электродинамических) свойств среды является их однозначность при отсутствии и наличии у слоя металлической подложки. На рисунке 3.25 приведены графики частотных зависимостей действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости многослойной структуры с общей толщиной 16 мм (8 слоев при  $l=2$  мм) на металлической подложке при тангенсе угла диэлектрических потерь матрицы 0,01 ( $\varepsilon=4,3 - j 0,043$ ) при нормальном падении волны. Подбор  $\varepsilon'_{\text{э}}$  и  $\varepsilon''_{\text{э}}$  осуществлялся только по значениям КО структуры. Графики зависимостей практически совпадают с графиками частотной зависимости  $\varepsilon'_3$  и  $\varepsilon''_3$  для идеального метаматериала. Таким образом, при соблюдении условий применимости формул расчёта для «идеального метаматериала» наличие металлической подложки не влияет на значения эффективных параметров рассматриваемой структуры.

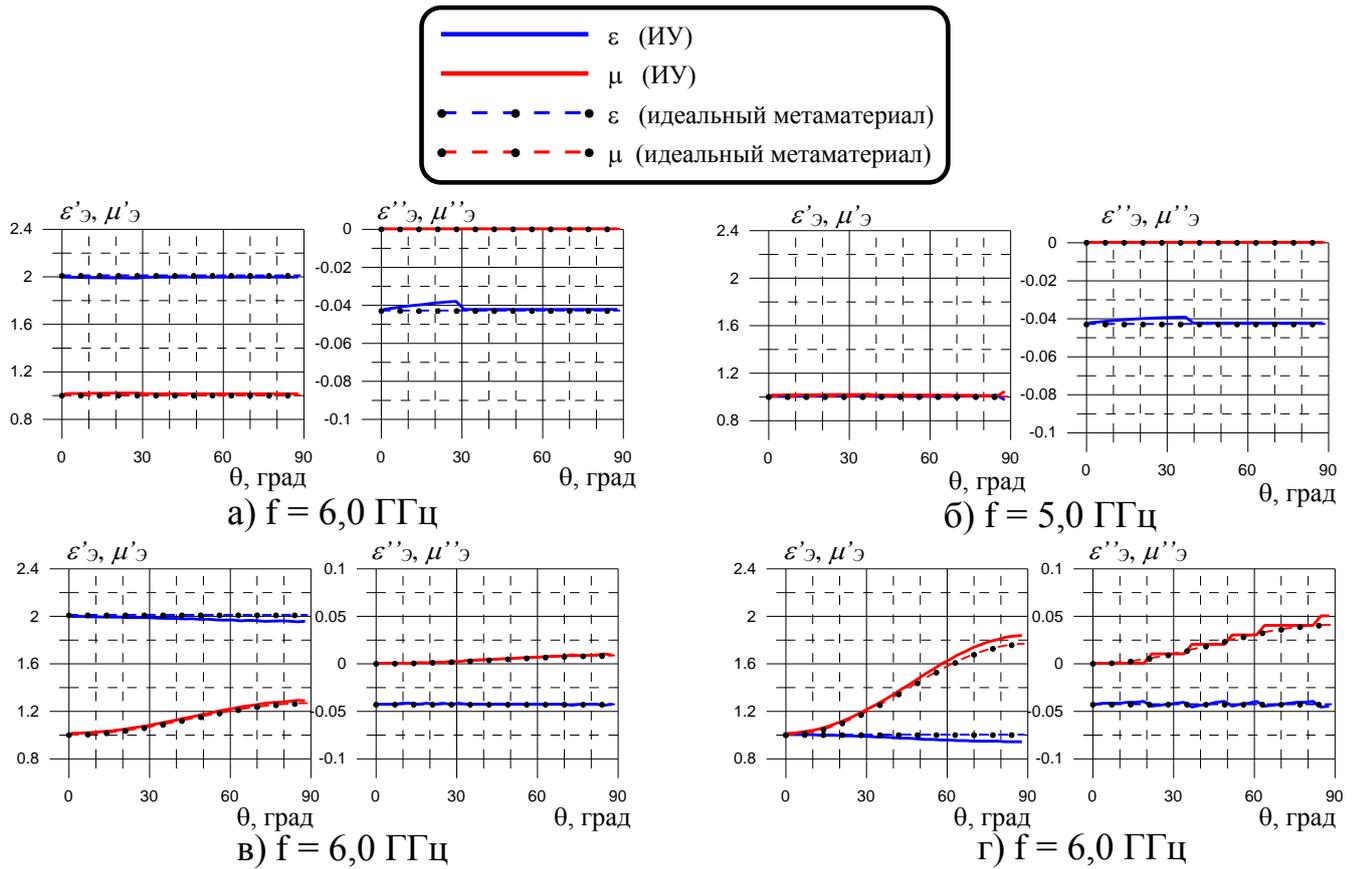


Рисунок 3.24 – Угловые зависимости эффективных параметров метаматериала при  $l = 2,0$  мм,  $\epsilon = 4,3 - j 0,043$ ; а, б – перпендикулярная поляризация; в, г – параллельная поляризация

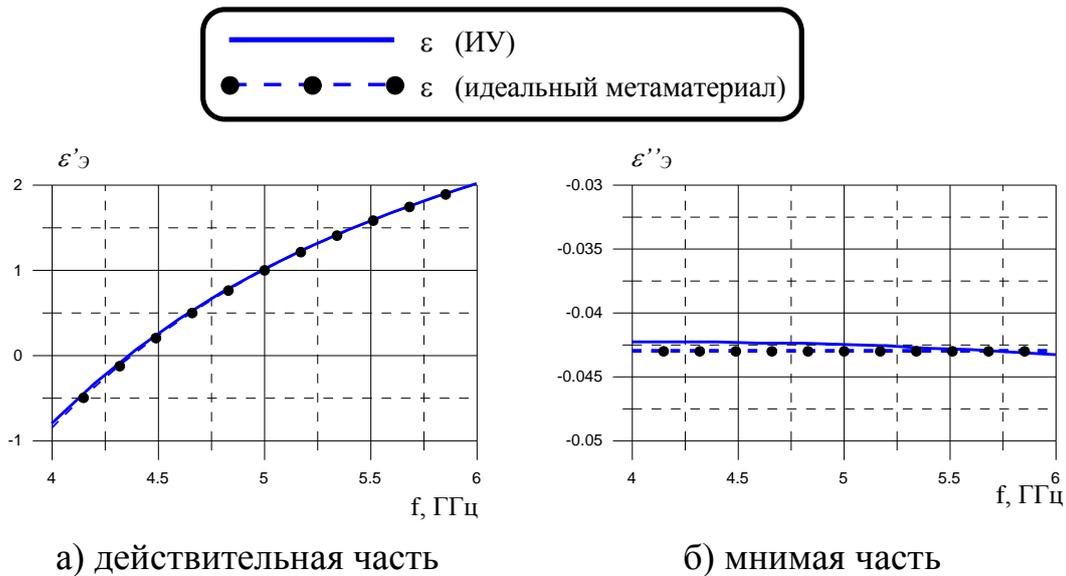


Рисунок 3.25 – Частотные зависимости эффективной диэлектрической проницаемости многослойной структуры при наличии металлической подложки

Из приведенных примеров можно сделать вывод, что слоистая структура с решётками из искривлённых проводов (рисунок 3.19а) при толщине слоёв  $0,07 - 0,15$  длины волны в материале диэлектрической матрицы эквивалентна однородному материалу с частотной дисперсией диэлектрической проницаемости на обеих поляризациях падающей волны и пространственной дисперсией магнитной проницаемости при параллельной поляризации. Диэлектрическую и магнитную проницаемости такого материала можно вычислить по формулам (3.42) и (3.39). Для получения оптимальной стенки РПУ вместо анализа сложной многослойной диэлектрической структуры с реактивными решётками можно использовать эквивалентные параметры, применяя при этом обычные методы оптимизации стенки РПУ.

### **3.4.5 Преимущества использования решёток из искривлённых проводов**

Решётку из прямых проводов можно рассматривать как некоторую поверхность с индуктивной проводимостью. Как было показано в 3.3, решётки из прямых проводов при параллельной поляризации падающей волны обладают эквивалентной индуктивностью, которая с ростом угла падения уменьшается. Это приводит к тому, что при такой поляризации будет высокий уровень отражения от метаматериала. Кроме этого у решёток из прямых проводов есть ещё один недостаток. Для электродинамического согласования тонких диэлектрических слоёв требуется достаточно большой период решётки. Это приводит к зависимости индуктивности в поверхностной проводимости решётки от угла падения волны и от угла ориентации вектора распространения волны (рисунок 3.26). Т.е. свойства слоистой диэлектрической структуры с решётками из прямых проводов не будут соответствовать свойствам идеального метаматериала.

Для примера были рассмотрены два варианта метаматериала, настроенных на частоту  $f_{00} = 5$  ГГц, с матрицей  $\varepsilon = 4,3$  и толщиной  $l = 2$  мм. В 1-м варианте использовалась решётка из прямых проводов, а во 2-м варианте – из искривлённых проводов. В обоих случаях использовался плоский провод шириной 150 мкм (или круглый провод диаметром 75 мкм). В 1-м варианте потребовался период решётки

– 18,5 мм. При использовании искривленных проводов период решётки был выбран 2,5 мм. Искривления проводов в виде соленоида диаметром 0,3 мм и шагом витков 118 мкм давали дополнительную индуктивность 16 нГн на квадрат, что позволило обеспечить электродинамическое согласование на частоте 5 ГГц.

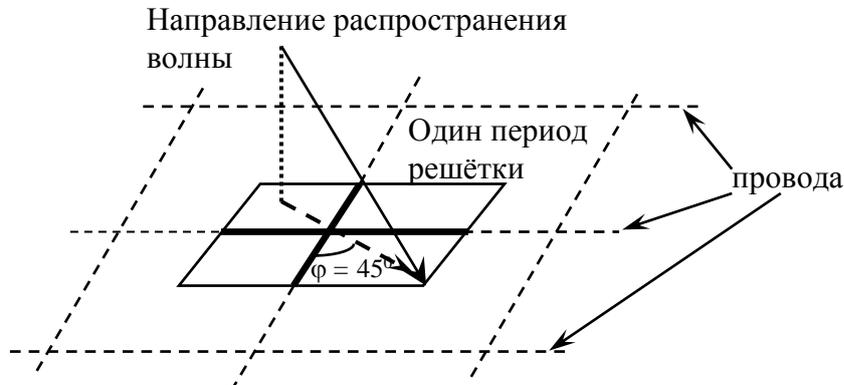


Рисунок 3.26 – Падение перпендикулярно поляризованной волны на решётку из проводов

На рисунке 3.27 представлены вычисленные методом ИУ частотные зависимости модуля КО и фазы КП, нормированной на величину  $k_0 l \cos \theta$ , при нормальном и наклонном падении под углом  $60^\circ$  электромагнитной волны. Можно заметить, что для нормального падения оба варианта абсолютно идентичны. При наклонном падении волны при перпендикулярной поляризации заметно изменяется частота настройки 1-го варианта, что связано с достаточно большим требуемым периодом решётки из прямых проводов. При наклонном падении, если вектор распространения ориентирован относительно периода решётки под углом  $\varphi = 45^\circ$ , у 1-го варианта наблюдаются изменение частоты настройки в сторону высоких частот. Из этого можно сделать вывод, что первый вариант не будет соответствовать идеальному метаматериалу. Кроме этого, уровень отражения у 1-го варианта при наклонном падении волны при параллельной поляризации заметно выше, что связано с уменьшением эквивалентной индуктивности у решётки из прямых проводов с увеличением угла падения (рисунок 3.27 в).

Если использовать 1-й вариант метаматериала с реактивной решёткой из прямых проводов для производства РПУ, то для оптимизации структуры стенки нельзя использовать эффективные параметры  $\varepsilon_3$  и  $\mu_3$ . Необходимо рассматривать

такой слой диэлектрика с решёткой как некоторую периодическую структуру. Если стенка РПУ будет сложной конструкции из нескольких слоев метаматериала, то указанные изменения характеристик при наклонном падении могут существенно усиливаться. Если решётки в разных зонах поверхности РПУ, сделанного из 1-го варианта метаматериала, будут ориентированы по-разному, разные участки фронта волны, проходящего через стенку РПУ, будут испытывать разные набеги фазы. Это приведёт к серьёзным искажениям в ДН укрываемого объекта.

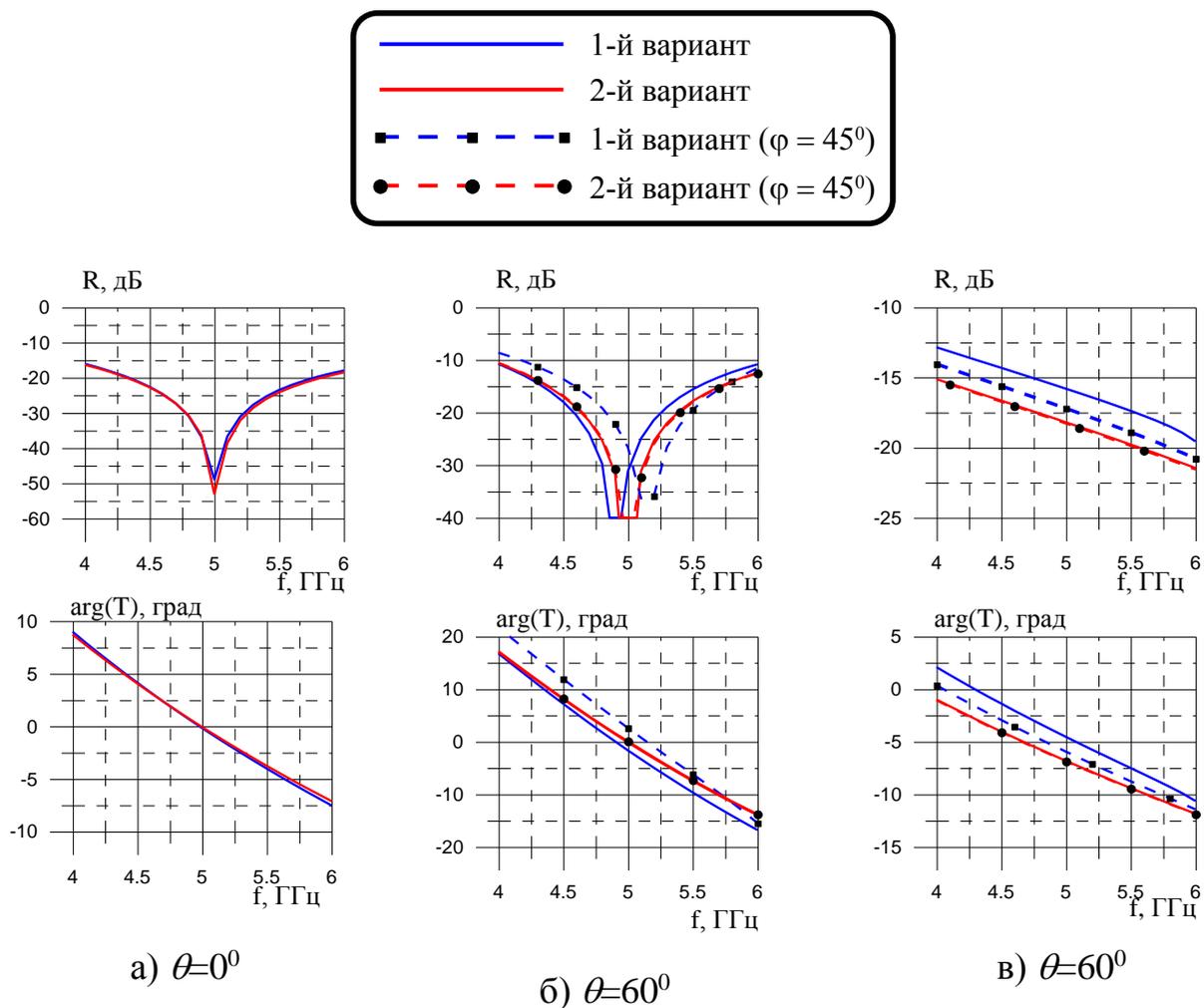


Рисунок 3.27 – Вычисленные методом ИУ частотные зависимости модуля КО (верхние графики) и фазы КП (нижние графики) двух вариантов метаматериала: а) нормальное падение волны; б) перпендикулярная поляризация; в) параллельная поляризация

### 3.4.6 Экспериментальное исследование метаматериала с диэлектрической проницаемостью близкой к единице

С целью подтверждения полученных результатов исследований был изготовлен образец метаматериала с диэлектрической проницаемостью близкой к единице размером 400 x 400 мм. В диэлектрическую матрицу из полиуретана толщиной  $l = 3,5$  мм с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon = 3,2 - j 0,35$  была помещена решётка из искривлённых в виде соленоида проводов. Провода диаметром 0,1 мм в решётке наматывались на леску диаметром 1,3 мм (с учётом диаметра провода и зазоров между проволокой и леской в расчётах диаметр соленоида принимался равным 1,45 мм) с шагом 0,7 мм. Период решётки был 10 мм. Дополнительная индуктивность в поверхностной проводимости решётки, полученная за счёт искривлений проводов, 42 нГн на квадрат. Фотография образца представлена на рисунке 3.28.

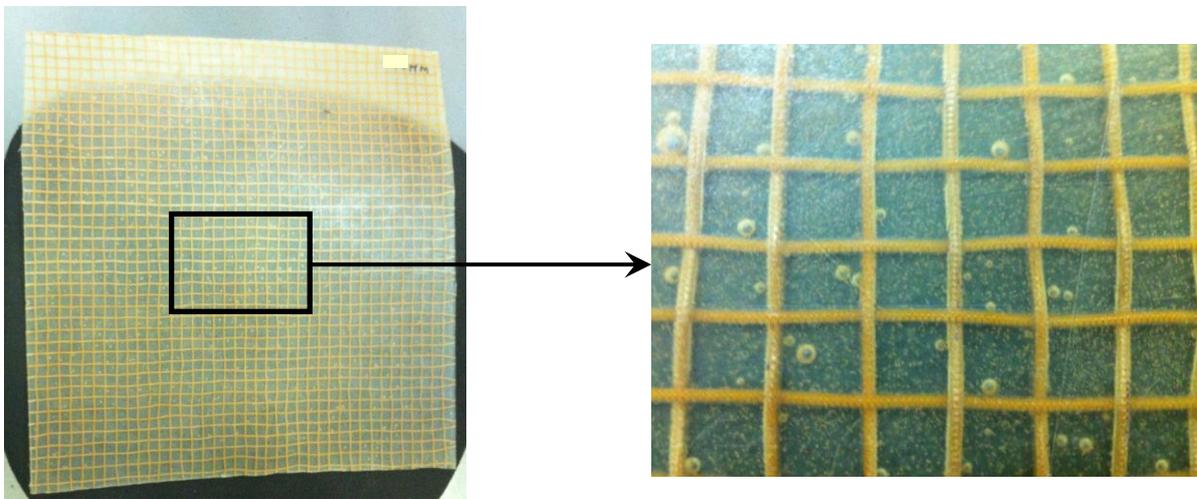


Рисунок 3.28 – Фотография образца метаматериала с диэлектрической проницаемостью равной единице на частоте 2,8 ГГц

На рисунке 3.29а-б представлены измеренные частотные зависимости КП и КО этого образца метаматериала при нормальном падении, на рисунке 3.29в представлена измеренная частотная зависимость диэлектрической проницаемо-

сти. На рисунке 3.30 представлены измеренные угловые зависимости КП при двух поляризациях падающей волны. Также на рисунках 3.29 и 3.30 представлены результаты расчёта этих зависимостей методом ИУ. Как видно результаты расчёта и измерений достаточно хорошо совпадают.

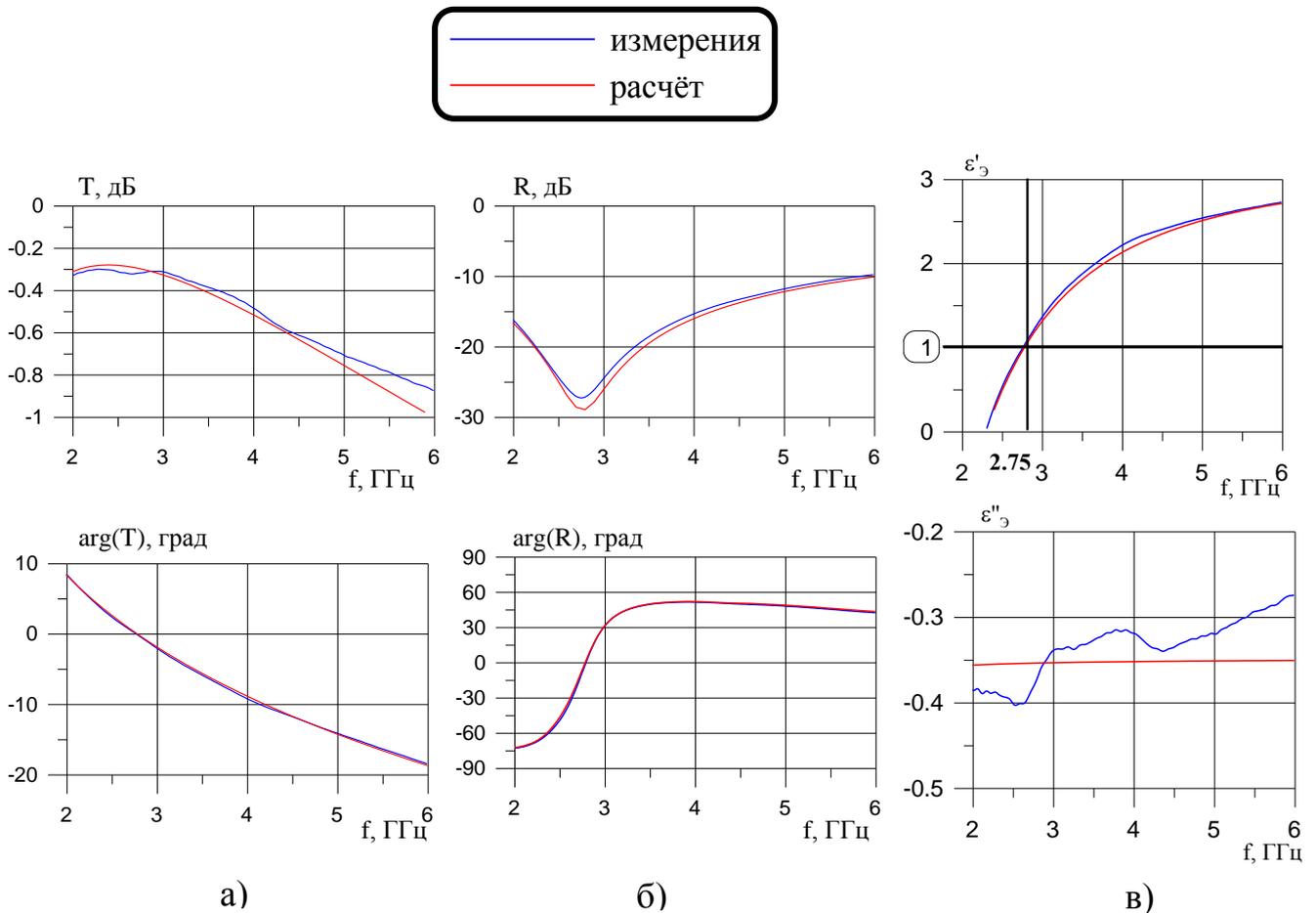


Рисунок 3.29 – Частотные зависимости а) КП; б) КО; в) эффективной диэлектрической проницаемости образца метаматериала (верхние графики – модуль (действительная часть  $\epsilon'$ ); нижние графики – фаза (мнимая часть  $\epsilon''$ ))

Особое внимание надо обратить на угловые зависимости фазы КП (нижние графики рисунка 3.30). Можно заметить, что крутизна угловой зависимости фазы КП существенно меньше при перпендикулярной поляризации падающей волны, что соответствует приведенным выше исследованиям. Кроме этого на рисунке 3.30 приведены графики угловых зависимостей для случая, когда вектор распространения волны ориентирован по отношению к периоду решётки под углом  $\varphi =$

45°. Как можно заметить, изменение ориентации вектора распространения волны относительно периода решётки не оказывает существенного влияния на КП. Если бы решётка была выполнена из прямых проводов с необходимым достаточно большим по отношению к длине волны периодом, то зависимости КП гораздо больше отличались друг от друга при разной ориентации вектора распространения волны.

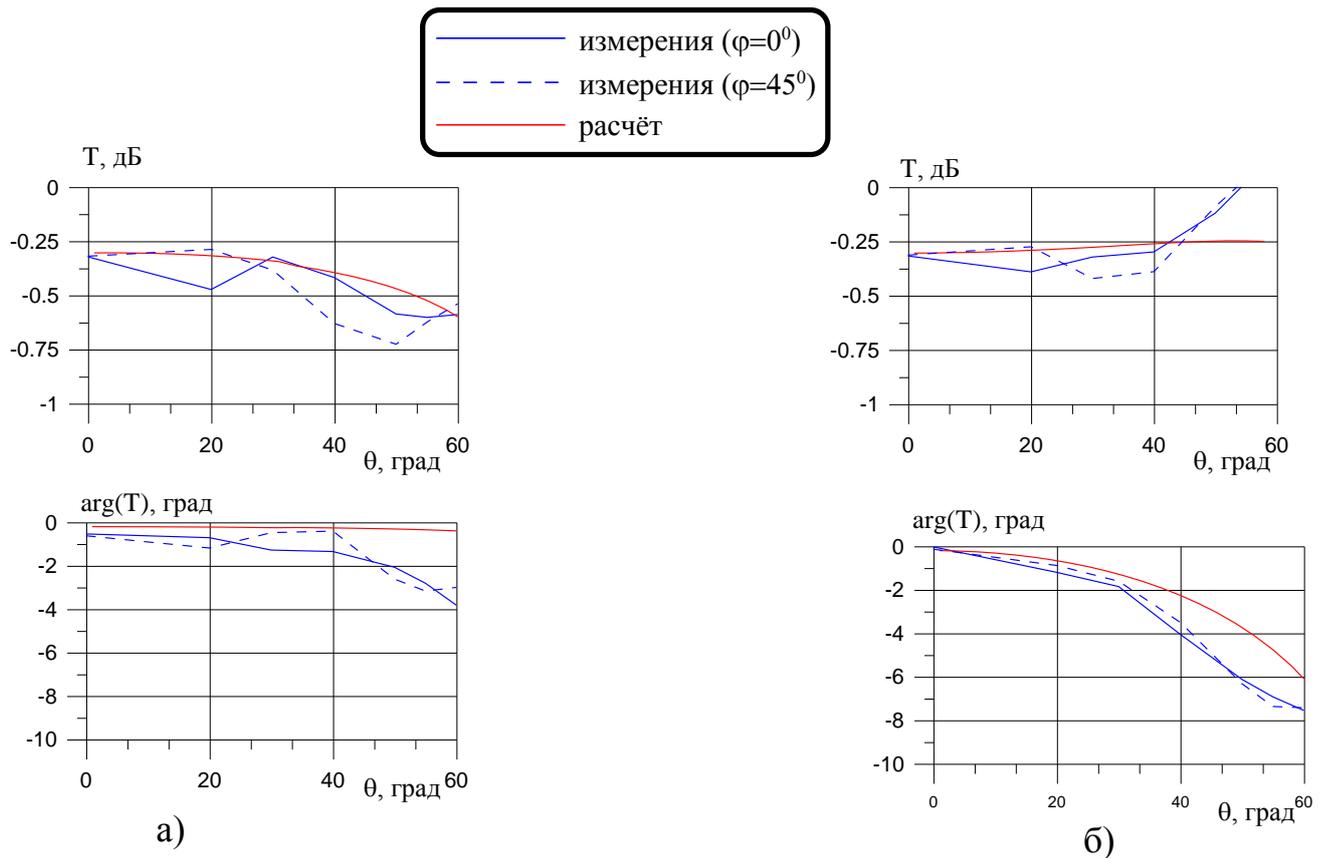


Рисунок 3.30 – Угловые зависимости КП образца метаматериала на частоте 2,8 ГГц при: а) перпендикулярной поляризации; б) параллельной поляризации (верхние графики – модуль; нижние графики – фаза)

### 3.4.7 Некоторые примеры применения метаматериала для создания радиопрозрачных укрытий

Если требуется создать РПУ с достаточно прочной стенкой большой толщины для защиты объекта, то описанный материал может обеспечить низкий уро-

вень отражения от стенки РПУ в широком диапазоне частот при близком к нормальному падению волны на стенку.

На рисунке 3.31 приведены частотные зависимости КО, рассчитанные методом ИУ, для монолитной стенки, выполненной из метаматериала, который рассматривался в п. 3.4.3 ( $\varepsilon = 4,3$ ;  $l = 2,0$  мм). Частотные зависимости КО рассчитывались для разного количества слоёв материала, т.е. для разной общей толщины стенки  $l_{общ}$ . Видно, что для такой стенки РПУ существуют две частоты с низким уровнем КО. Нижняя частота соответствует частоте настройки материала, а верхняя частота соответствует случаю, когда толщина стенки равна половине длины волны в метаматериале. С уменьшением толщины стенки (при уменьшении количества слоёв) верхняя частота, на которой наблюдается низкий уровень КО, увеличивается. Нижняя частота, соответствующая настройке материала, сохраняется. Таким способом можно увеличивать рабочую полосу частот РПУ.

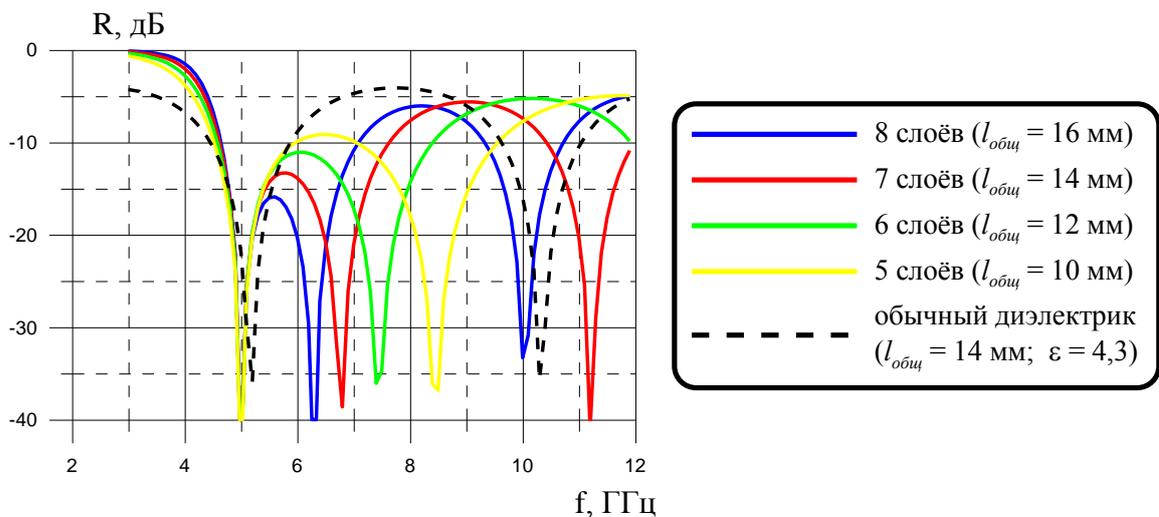


Рисунок 3.31 – Частотные зависимости КО толстой стенки РПУ из метаматериала при нормальном падении волны

По уровню -10 дБ для такой диэлектрической проницаемости матрицы можно добиться отношения верхней и нижней частоты рабочей полосы частот стенки равной двум. Для обычной монолитной полуволновой стенки, изготовленной из диэлектрика с  $\varepsilon = 4,3$  отношение верхней и нижней частот для полосы частот с уровнем КО минус 10 дБ составляет всего 1,3.

На рисунке 3.32 приведены частотные зависимости двух вариантов трёхслойной конструкции стенки РПУ. В 1-м варианте слои обшивки выполнены из одного слоя метаматериала, который был представлен в п. 3.4.3 ( $\varepsilon = 4,3$ ;  $l = 2,0$  мм). Толщина сотового слоя составляет 7,5 мм, а его диэлектрическая проницаемость 1,1. Во 2-м варианте слои обшивки выполнены из диэлектрика толщиной 2 мм и диэлектрической проницаемостью 4,3. Толщина сотового слоя 10 мм. 1-й вариант стенки обеспечивает полосу рабочих частот с уровнем КО от стенки -20 дБ с отношением верхней к нижней частоте 1,74, тогда как у 2-го варианта это отношение составляет всего 1,2. Можно заметить, что у 1-го варианта нижняя частота с низким уровнем КО меньше частоты настройки материала. Это связано с тем, что диэлектрическая проницаемость сотового слоя не равна единице. Это необходимо учитывать при оптимизации конструкции стенок РПУ.

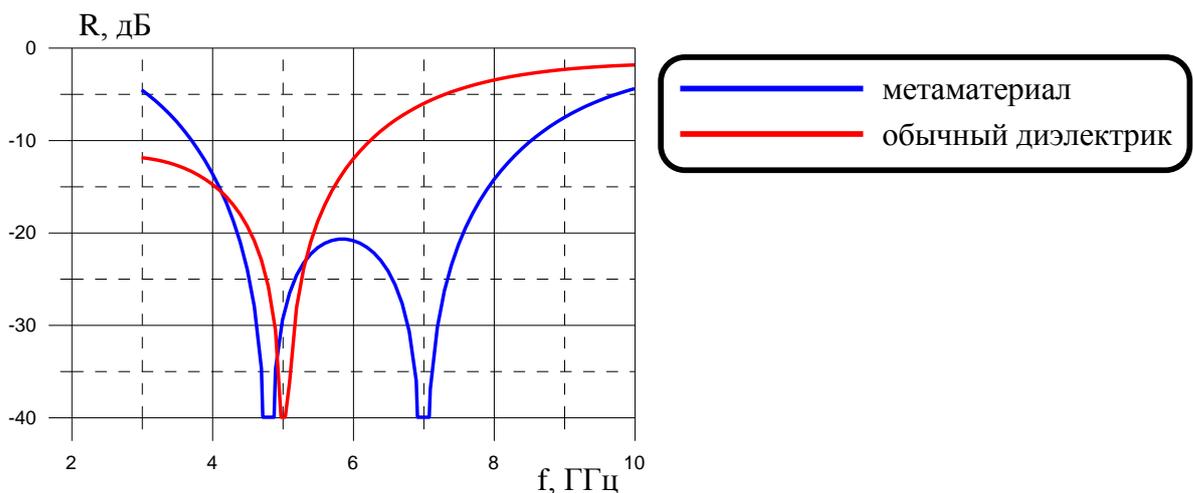


Рисунок 3.32 – Частотные зависимости КО трёхслойной стенки из метаматериала при нормальном падении волны

Представленный материал может быть эффективен, если необходимо сделать стенку РПУ с малыми фазовыми искажениями в случае, когда волна падает на стенку преимущественно при перпендикулярной поляризации. Примером такого РПУ является обтекатель в виде тела вращения образующей в виде половины эллипса, как на рисунке 3.33 (вращение вокруг оси Z). На рисунке 3.34 приведено характерное для такого обтекателя распределение мощности излучаемой антен-

ной электромагнитной волны по углам падения на стенку для двух основных поляризаций, если поляризация поля  $E$  антенны горизонтальная (вдоль оси  $X$ ). Волна проходит стенку такого обтекателя в основном при перпендикулярной поляризации при разных углах падения от  $0$  до  $75^\circ$ .

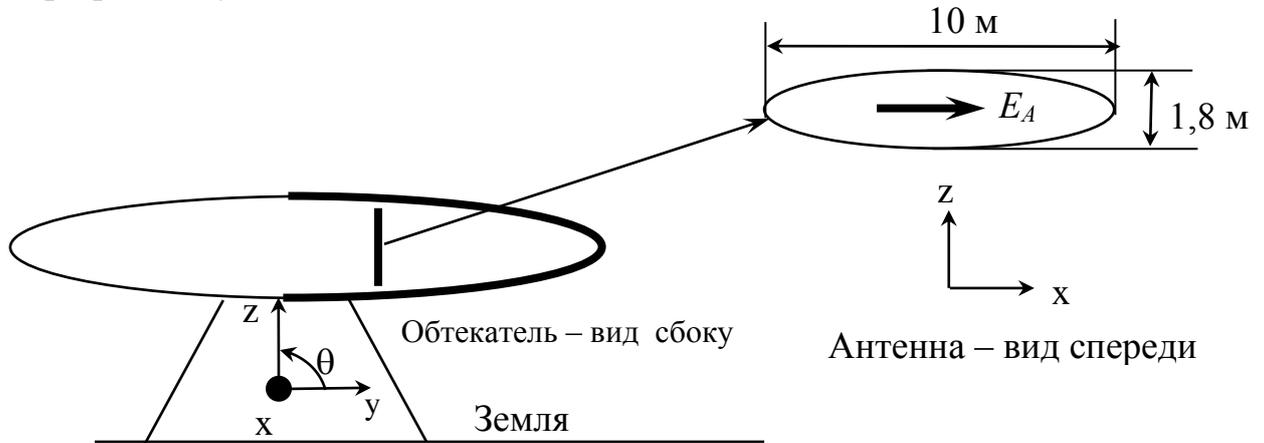


Рисунок 3.33 – Система антенна – обтекатель

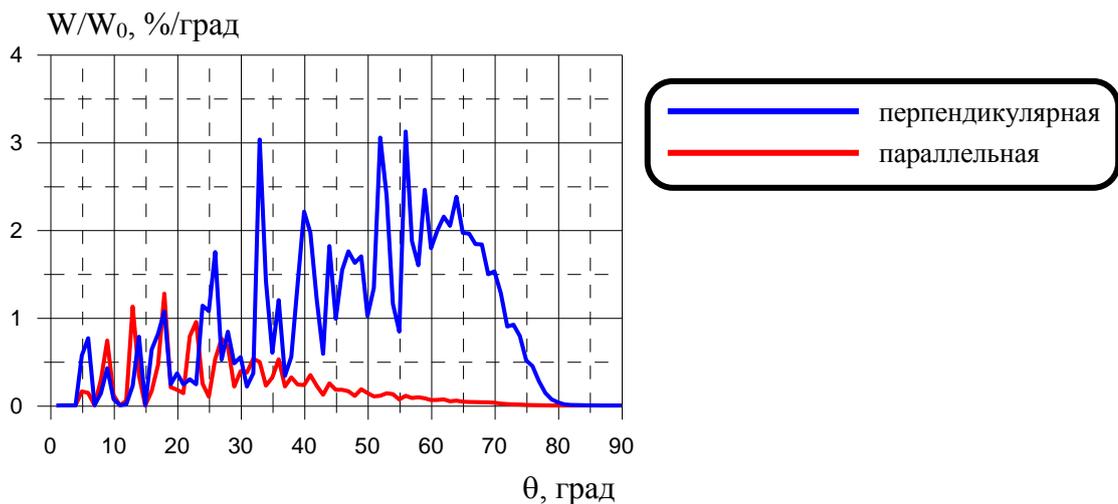


Рисунок 3.34 – Распределение мощности излучаемой антенной электромагнитной волны по углам падения на стенку обтекателя (рисунок 3.33)

Для иллюстрации преимуществ, которые даёт применение метаматериала при производстве обтекателя такой формы, были рассчитаны на частоте 3 ГГц ДН в плоскости (Н) системы антенна – обтекатель для двух вариантов стенки: 1) пятислойная стенка из обычного диэлектрика ( $\epsilon=4,34 - j 0,056$ ) с оптимальными параметрами слоёв; 2) пятислойная стенка из метаматериала с матрицей  $\epsilon = 4,34 - j 0,056$ , настроенного на частоту 3 ГГц. Расчёт ДН системы антенна – обтекатель осуществлялся 2-м методом, описанным в п. 1.5. На рисунке 3.35 представлены

рассчитанные ДН антенны без обтекателя и антенны с двумя вариантами обтекателя в вертикальной (Н) плоскости. Видно, что применение метаматериала позволяет: 1) существенно увеличить прозрачность обтекателя (в квадратной вставке на рисунке 3.35 представлены КП 2-х вариантов обтекателя); 2) избавиться от существенного расширения главного лепестка ДН, связанного с фазовыми искажениями фронта волны, что наблюдается при прохождении 1-го варианта стенки обтекателя; 3) снизить общий уровень бокового излучения, связанного с отражением от стенки обтекателя.

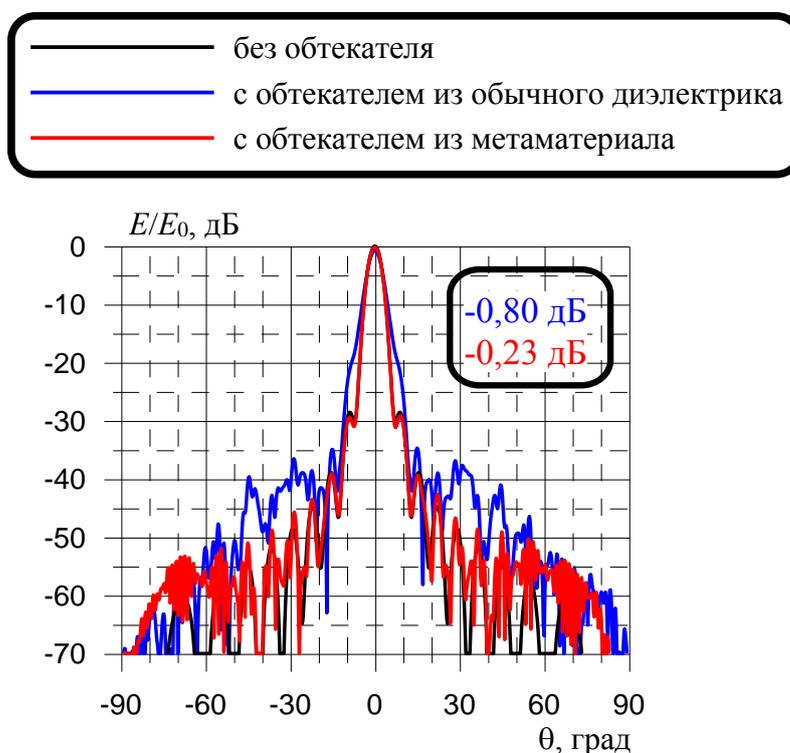


Рисунок 3.35 – ДН системы антенна- обтекатель, представленной на рисунке 3.33

В заключение этого параграфа необходимо отметить, что пространственную дисперсию магнитной проницаемости рассмотренного метаматериала, которая ухудшает свойства стенки РПУ при падении на неё ЭМВ при параллельной поляризации, можно устранить в некоторой полосе частот с помощью решёток из реактивных элементов, обладающих ярко выраженным электрическим моментом, направленным перпендикулярно поверхности метаматериала. В этом случае

включение такой решётки в состав многослойной структуры эквивалентно последовательному включению некоторого реактивного сопротивления  $Z_{C1}$  в эквивалентной длинной линии (рисунок 3.36). Если это сопротивление будет зависеть от угла падения волны по формуле (3.43), то метаматериал не будет обладать пространственной дисперсией. Фотография элементов, решётка из которых с периодом 18 мм позволяет избавиться от пространственной дисперсии метаматериала на рисунке 3.28, представлена на рисунке 3.37. Результаты исследований электродинамических свойств решёток из элементов таких, как на рисунке 3.37, остались за рамками диссертации.

$$Z_{C1} = \begin{cases} -j \operatorname{Im} \left( \frac{1}{Y_0 - j\omega\varepsilon_0 d \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \tan^2 \theta} \right) & \text{при параллельной поляризации} \\ 0 & \text{при перпендикулярной поляризации} \end{cases} \quad (3.43)$$

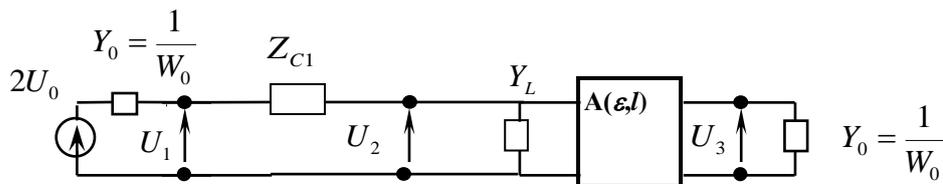


Рисунок 3.36 – Эквивалентная длинная линия одного слоя метаматериала с дополнительной решёткой из реактивных элементов с ярко выраженным электрическим моментом

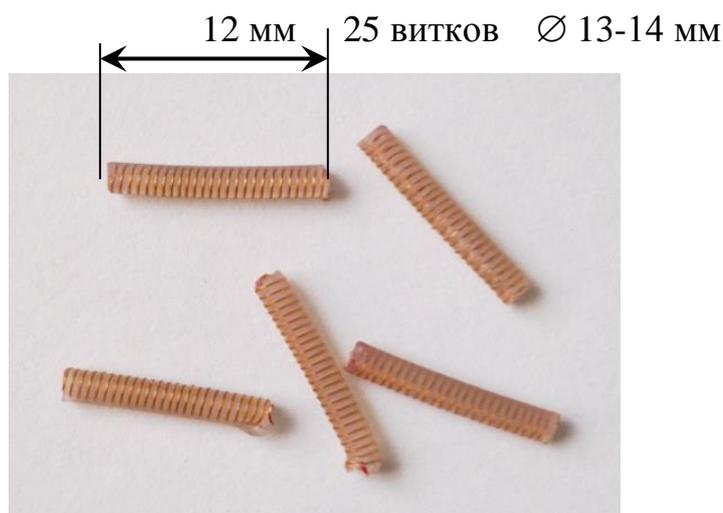


Рисунок 3.37 – Фотография спиралей, намотанных на диэлектрический стержень

Рассмотренный метаматериал сохраняет свои свойства в присутствии других слоёв диэлектрика, а также при наличии металлической подложки. Это позволяет использовать при проектировании различных объектов обычные методы, заменяя рассмотренную многослойную структуру однородным материалом с эффективными значениями  $\varepsilon_{\text{эф}}$  и  $\mu_{\text{эф}}$ .

По результатам проведенных исследований в параграфах 3.3 была написана статья [58].

### 3.5 Выводы

Третья глава была посвящена исследованию возможностей улучшения радиотехнического качества РПУ для антенн дециметрового и длинноволновой части сантиметрового диапазонов длин волн.

Было приведено описание электродинамической модели, основанной на методе объёмных ИУ, системы антенна – РПУ в случае, когда монолитная стенка РПУ имеет толщину много меньше длины волны, а размеры системы составляют несколько длин волн.

Были исследованы конструкции стенки РПУ, в которые включены реактивные решётки из искривлённых проводов. Показано, что искривления в проводах позволяет получать большую индуктивность в эквивалентной поверхностной проводимости решётки. Это позволяет использовать для электродинамического просветления стенки решётки с малым периодом, что в свою очередь повышает радиотехническое качество РПУ. По результатам проведенных исследований в параграфах 3.3 была написана статья [45], а также оформлен патент [46].

Были исследованы радиотехнические свойства механически прочного метаматериала с диэлектрической проницаемостью близкой к единице. Этот материал может быть эффективен для производства РПУ с улучшенными РТХ. РПУ, стенки которых выполнены из такого материала, могут работать в широком диапазоне частот, вносить меньше искажений в излучение укрываемых объектов, обладать высокой механической прочностью. Особенно эффективно использование рас-

смотренного метаматериала в том случае, когда волна от укрываемого объекта падает на стенку РПУ преимущественно при перпендикулярной поляризации. По результатам проведенных исследований в параграфах 3.4 была написана статья [57].

## Заключение

В диссертационной работе представлены методики и приведены результаты исследований, которые могут быть использованы для разработки РПУ и защитных антенных экранов с улучшенными РТХ. Основные результаты работы:

1. Представлена новая методика расчёта ДН системы антенна – РПУ больших волновых размеров. Суть методики заключается в том, что на внутренней поверхности РПУ по точным формулам рассчитывается поле излучения передающей антенны, определяются эквивалентные электрический и магнитный токи в рассматриваемой точке и вычисляются пространственные спектры этих токов на элементарной площадке, размеры которой намного меньше длины волны. Далее с использованием найденных спектров и аппарата длинных линий рассчитываются спектры компонентов поля излучения на элементарных площадках внешней поверхности РПУ и определяется ДН в дальней зоне как сумма спектров поля элементарных площадок. Представленная на аналогичном подходе в работе [39] методика позволяет выполнять точный расчёт ДН антенны, моделируемой набором элементарных излучателей в виде элемента Гюйгенса и имеющей многослойное магнитодиэлектрическое укрытие плоской, цилиндрической или сферической формы. Предлагаемая методика пригодна для расчета ДН антенны с укрытием произвольной формы при условии адекватности замены электродинамических свойств стенки РПУ в каждой точке характеристиками плоской многослойной структуры (фактически условием применимости приближения ФО). Как показала практика, такой подход даёт достаточно точные результаты расчёта ДН, КП и ОП системы антенна – РПУ.

2. Применение в диэлектрических стенках РПУ металлических включений, в том числе периодических решёток, значительно расширяет возможности улучшения радиотехнических и эксплуатационных свойств обтекателей и специальных антенных экранов. При моделировании стенок с включениями, предназначенных для РПУ больших волновых размеров, используются параметры плоских бесконечных структур с периодическими решётками металлических элементов. В

диссертации на основе методов ИУ и эквивалентных длинных линий усовершенствована электродинамическая модель многослойной периодической решётки, находящейся в многослойном магнитоэлектрике. Затраты машинного времени на расчёты рассеянного поля многослойной структуры на основе разработанной модели на порядок меньше, чем на расчеты с помощью существующих пакетов коммерческих программ (FEKO, HFSS и др.).

3. На основе модели системы антенна – РПУ больших волновых размеров разработан алгоритм расчёта профиля толщины КС для снижения ОП, вносимой РПУ. С помощью данного алгоритма был рассчитан и реализован вариант КС для носового обтекателя самолёта 4-го поколения. Применение такого варианта КС позволило снизить величину максимальной ОП в полтора раза.

4. Проведены детальные исследования свойств пятислойной конструкции стенки РПУ, которая часто используется в носовых обтекателях сверхзвуковых самолётов. Показано, какие параметры конструкции сильнее всего влияют на частоту настройки и электрические потери стенки обтекателя. Определены максимально достижимые РТХ пятислойной стенки обтекателя в зависимости от параметров её внешних слоёв. Показано, что особое внимание при производстве обтекателей с такой конструкцией стенки необходимо уделять именно качеству внешних слоёв (обшивки) и ЛКП.

5. Для анализа систем антенна – РПУ, характерные размеры которых составляют несколько длин волн, электродинамические модели, основанные на высокочастотных приближениях ФО и ГО, не подходят. Для получения подходящей точности расчётов необходимы модели, в которых задача дифракции ЭМВ на обтекателе решается в строгой постановке. Как правило, стенки обтекателей антенн дециметрового диапазона имеет тонкую по сравнению с длиной волны толщину, что позволяет эффективно решать задачу дифракции численно с помощью метода ОИУ с приближением тонкого слоя. В диссертации с использованием указанных условий разработана модель антенны с РПУ.

6. Разработана новая конструкция стенки РПУ, которая может быть эффективна для производства РПУ антенн, работающих в дециметровом или длинно-

волновой части сантиметрового диапазонов длин волн. Показано, что применение такой конструкции стенки более эффективно по сравнению с известными конструкциями стенки РПУ с решётками из прямых проводов.

7. Предложен способ улучшения прозрачности ЧИР, которые используются для снижения радиолокационной заметности антенн дециметрового диапазона длин волн.

8. Исследованы свойства нового метаматериала с высокой механической прочностью и диэлектрической проницаемостью близкой к единице. Этот материал может быть эффективным при изготовлении РПУ в случае, когда ЭМВ падает на стенку преимущественно при перпендикулярной поляризации.

Приведённые в диссертации методики и алгоритмы позволяют решать достаточно широкий круг задач, которые встают при проектировании РПУ:

- определять оптимальную конструкцию радиопрозрачной стенки;
- достаточно точно рассчитывать РТХ системы антенна – РПУ;
- рассчитывать S-параметры радиопрозрачной стенки с включёнными в её конструкцию ДР.

Достоинства используемых в диссертации подходов к решению электродинамических задач:

- большая вычислительная скорость алгоритмов;
- достаточно высокая универсальность разработанных электродинамических моделей, что позволяет использовать их при проектировании широкого круга систем антенна – РПУ;
- практическая реализуемость всех рассмотренных в диссертации вариантов улучшения радиотехнических свойств РПУ.

Проведённые в диссертации исследования позволили создать носовой обтекатель самолётов 4-го поколения с высокими РТХ. Полученные результаты внедрены на нескольких предприятиях, что подтверждается соответствующим актом

(см. Приложение А). Сведения о публикациях по теме диссертации и апробации работы приведены во Введении.

Автор выражает глубокую признательность научному руководителю А.И. Федоренко за огромную помощь при работе над диссертацией, а также благодарит своих коллег – сотрудников лабораторий № 6 и 3 ИТПЭ РАН за оказание помощи при проведении экспериментов, описанных в диссертации.

**Список сокращений**

БПФ – быстрое преобразование Фурье

ВИП – вектор изменяемых параметров

ВПП – вектор постоянных параметров

ДЗ – дальняя зона

ДН – диаграмма направленности

ДР – дифракционная решётка

ИУ – интегральное уравнение

КО – коэффициент отражения

КП – коэффициент пропускания

КС – компенсационный слой

КФ – коэффициент Фпенеля

ЛКП – лакокрасочное покрытие

ОИУ объёмное интегральное уравнение

ОП – ошибка пеленга

ПВХ – поливинилхлорид

РДН – разностная диаграмма направленности

РПУ – радиопрозрачное укрытие

РТХ – радиотехнические характеристики

СДН – суммарная диаграмма направленности

СЛАУ – система линейных алгебраических уравнений

УБЛ – уровень боковых лепестков

ФГ – функция Грина

ФО – физическая оптика

ЦФ – целевая функция

ЧИР – частотно-избирательная решётка

ЭМВ – электромагнитная волна

**Список литературы**

1. **Гуртовник, И.Г.** Радиопрозрачные изделия из стеклопластиков / И.Г. Гуртовник, В.И. Соколов, Н.Н. Трофимов, С.И. Шалгунов. – М.: Мир, 2003. – 368 с.
2. **Погосян, М.А.** Патент 2001121821/09, 06.08.2001. Россия. Антенный обтекатель, способ его изготовления и способ изготовления слоя антенного обтекателя / Опубликовано 27.07.2002. Изобретатели: М.А. Погосян, А.Ф. Барковский, А.И. Рожков, Ю.Г. Поляков, С.А. Господарский: Акционерное общество открытого типа “ОКБ Сухого”. – 11 с.
3. **Каплун, В.А.** Обтекатели антенн СВЧ / В.Л. Каплун. – М.: Советское радио, 1974. – 240 с.
4. **Пригода, Б.А.** Обтекатели антенн летательных аппаратов / Б.А. Пригода, В.С. Кокунько – М.: Машиностроение, 1978. – 120 с.
5. **Кобак, В.О.** Радиолокационные отражатели / В.О. Кобак. – М.: Советское радио, 1975. – 248 с.
6. **Юнусов, А.А.** Методика синтеза антенных обтекателей и оптимизация их параметров / А.А. Юнусов // Радиотехника, 1994, №1. – С. 59-63
7. **Каплун, В.А.** Применение методов случайного поиска для проектирования радиопрозрачных обтекателей / В.А. Каплун, В.М. Зеленкевич // Радиотехника, 1992, № 1.
8. **Гусев, Е.Л.** Математические методы синтеза слоистых структур / Е.Л. Гусев. – Новосибирск: Наука, 1993. – 262 с.
9. **Рейзлин, В.И.** Численные методы оптимизации / В.И. Рейзлин. – Изд-во Томского политехнического университета, 2011. – 105 с.
10. **Holland, J.H.** Adaptation in Natural and Artificial Systems / J.H. Holland. - Ann Arbor: The University of Michigan Press, 1975. – 183 p.
11. **Баинов, Д.Д.** Оптимизация параметров плазменных теплоотражающих покрытий / Д.Д. Баинов, В.П. Кривобоков, В.Н. Легостаев // Известия ТПУ, 2004, №2. – С. 29-33.

12. **Акопян, И.Г.** Патент 2000114408/09, 05.06.2000. Россия. Радиопрозрачная стенка обтекателя / Опубликовано 10.06.2001. Изобретатели: И.Г. Акопян, Е.А. Старков, А.М. Сухов, Л.С. Турко: Федеральное государственное унитарное предприятие – Московский научно-исследовательский институт “Агат”.
13. **Бойко, М.А.** Обтекатели РЛС самолетов нового поколения / М.А. Бойко, А.Н. Титов, В.П. Ястребов // Радиотехника, 2002, № 11. – С. 39-40.
14. **Кисель, Н** Моделирование системы антенна обтекатель в пакете программ FEKO / Н. Кисель // Современная электроника, 2011, № 9. С. 2-5 с.
15. **Князева, Л.В.** Методы расчета характеристик системы антенна – обтекатель / Л.В. Князева // Антенны, 1998, № 1. – С. 66-75
16. **Siwiak, K.** Boresight Errors Induced by Missile Radomes / Kazimierz Siwiak, Thomas B. Dowling, Lawrence R. Lewis // IEEE Transactions on Antenna and Propagation, 1979, vol. AP-27, № 6, November. – p.p. 832-841.
17. **Колосов, Ю.А.** Об использовании метода стационарной фазы в экспресс – оценке влияния обтекателя на параметры антенны / Ю.А. Колосов, Ф.Е. Левков // Антенны, 2012, №1. - С. 23-26
18. **Wu, D.C.F.** Plane wave Spectrum-Surface integration technique for Radome analysis / D.C.F. Wu, R.C. Rudduck. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1974, №5, May. – p.p. 497-500.
19. **Uno, T.** Three-dimensional computational analysis of Radomes / Toru Uno, Saburo Adachi, Kunio Sawaya // Radio Science, 1987, vol. 22, №6, November, pp. 913-916.
20. **Pedersen, John F.** Fabrication and Test of a Metal-Greed Angular Filter / John F. Pedersen, Peter W. Hannan. – New York 13441: Rome Air Development Center, Air Force Systems Command, Griffiss Air Force Base. November, 1981. – 167 с.
21. **Wan, C.** Efficient computation of generalized scattering matrix for analyzing multilayered periodic structures / Changhua Wan and José A. Encinar // IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 1995, № 11, p.p. 1233 - 1242.
22. **Обуховец, В.А.** Микрополосковые отражательные решётки / В.А. Обуховец, А.О. Касьянов. – М.: Изд-во Радиотехника, 2006. – 240 с.

23. **Васильев, Е.Н.** Возбуждение тел вращения / Е.Н. Васильев – М.: Радио и связь, 1987. – 272 с.
24. **Vardaxoglou, J. C.** Frequency-Selective Surfaces: Analysis and Design / J. C. Vardaxoglou. – Taunton, U.K.: Res. Studies Press, 1997. – 284 p.
25. **Erdemli, Y. E.** Frequency-Selective Surfaces to Enhance Performance of Broad-Band Reconfigurable Arrays / Yunus E. Erdemli, Kubilay Sertel, Roland A. Gilbert, Daniel E. Wright, Jon L. Volakis // IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 2002, vol. 50, № 12, December. – p.p. 1716-1724
26. **Лазарева, Т. Н.** Рассеяние плоской электромагнитной волны на бесконечной решётке вертикальных нагруженных вибраторов/ Т. Н. Лазарева // Таганрогский радиотехнический институт им. В.Д. Калмыкова, междуведомственный научный сборник “Рассеяние электромагнитных волн”, выпуск 4, г. Таганрог, 1983 г. – 160 с.
27. **Червенко, М.Ю.** Разработка методов анализа периодических структур, применяемых в антенной технике и устройствах СВЧ диапазона: диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук: 05.12.07 / Червенко Михаил Юрьевич. – Москва, 1990. – 226 с.
28. **Амитей Н.** Теория и анализ фазированных антенных решёток / Н. Амитей, В. Галиндо, Ч. Ву. – М.: Мир, 1974. – 458 с.
29. **Богомягков, А.И.** Расчёт характеристик излучения вибраторных фазированных решёток с учётом влияния опорных стоек / А.И. Богомягков, В.В. Бодров, Г.Т. Марков, Б.А. Старостенко // В сб. научн.-метод. Статей по прикладной электродинамике. – М.: Высшая школа, 1980, вып.4. – С. 164-207.
30. **Михлин, С.Г.** Вариационные методы в математической физике / С.Г. Михлин. – М.: Наука, 1970. – 512 с.
31. **Флетчер, К.** Численные методы на основе метода Галёркина / К. Флетчер. – М.: Мир, 1988, - 352 с.
32. **Hajlaoui, E.A.** Periodic Planar Multilayered Substrates Analysis Using Wave Concept Iterative Process / El Amjed Hajlaoui, Nichem Trabelsi, Henri Baudrand // Journal of Electromagnetic Analysis and Applications, 2012, № 4, p.p. 118-128.

33. **Kozakoff, D. J.** Analysis of Radome-Enclosed Antennas / D. J. Kozakoff. – Norwood, MA: Artech House, 1997. – 320 p.
34. **Chen, H.** Design of frequency—Selective surfaces radome for a planar slot-  
ted waveguide antenna / . H. Chen, X. Hou, L. Deng // IEEE Antennas Wireless  
Propag. Lett., 2009, vol. 8, pp. 1231–1233.
35. **Costa, F.** A Frequency Selective Radome With Wideband Absorbing Proper-  
ties / Filippo Costa, Agostino Monorchio // IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS  
AND PROPAGATION, vol. 60, №. 6, JUNE 2012. – p.p. 1551 – 1558.
36. **MUNK, B. A.** Патент US2007252775 (A1), США. Radome with detuned el-  
ements and continuous wires / Опубликовано 2007-11-01. Изобретатели: MUNK  
BENEDIKT A [US]; DELGADO HERIBERTO J [US]; TAYLOR ROBERT [US]. За-  
явитель: HARRIS CORP [US]
37. **PFEIFFER, F.** Патент DE102008036012(A1), Германия. Radome for radar  
sensor in a motor vehicle / Опубликовано 2010-02-11. Изобретатели: PFEIFFER  
FLORIAN [DE], BIEBL ERWIN [DE]. Заявитель: AUDI NSU AUTO UNION AG  
[DE]
38. **Калашников, В.С.** Системы испытаний и диагностирования радиотех-  
нического качества антенных обтекателей на этапах их проектирования и изго-  
товления: диссертация на соискание учёной степени доктора технических наук:  
05.12.13 / Калашников Вадим Серафимович. – Санкт-Петербург, 1999. – 278 с.
39. **Суркова, И.В.** Влияние многослойных диэлектрических укрытий раз-  
личной конфигурации на характеристики антенн с плоской апертурой: диссертаци-  
я на соискание учёной степени кандидата технических наук: 05.12.07 / Суркова  
Ирина Владимировна. – Москва, 1994. – 158 с.
40. **Бодров, В.В.** Математическое моделирование устройств СВЧ и антенн /  
В.В. Бодров, В.И. Сурков. – Москва, Издательство МЭИ, 1994 год. – 96 с.
41. **Бодров, В.В.** Учёт влияния плоскостройной среды на характеристики  
вибраторных антенн / В.В. Бодров, С.И. Романов // Радиотехника и электроника,  
1998, т. 43, № 10. – С.1179-1185

42. **Бодров, В.В.** Плоскостроистая модель взаимодействия поля вибраторной антенны с головой человека [Электронный ресурс] / В.В. Бодров, В.А. Пермяков, С.И. Романов // Журнал радиоэлектроники, 2013, №1. – 13 с. – Режим доступа:

<http://jre.cplire.ru/jre/jan13/16/text.html>

43. **Слуцкая, В.В.** Тонкие плёнки в технике сверхвысоких частот / В.В. Слуцкая. – М.: Советское радио, 1967. – 400 с.

44. **Федоренко, А.И.** Электродинамические модели элементов конструкций объектов с малой радиолокационной заметностью: диссертация на соискание учёной степени доктора технических наук: 05.12.07 / Федоренко Анатолий Иванович. – Москва, 1996. – 626 с.

45. **Басков, К.М.** Стенка радиопрозрачного укрытия, состоящая из диэлектрических слоев и компенсационных металлических решеток [Электронный ресурс] / К.М. Басков // Журнал радиоэлектроники, 2011, № 12. – 23 с. – Режим доступа:

<http://jre.cplire.ru/jre/dec11/14/text.html>

46. **Басков, К.М.** Патент № 2459323, 04.05.2010. Россия. Стенка радиопрозрачного укрытия / Опубликовано: 20.08.2012. Изобретатель: К.М. Басков. Заявитель: ИТПЭ РАН.

47. **Басков, К.М.** Моделирование сверхширокополосной зеркальной антенны [Электронный ресурс] / К.М. Басков, Н.И. Бобков, И.И. Краснолобов, В.Н. Семенов // Журнал радиоэлектроники, 2013, № 4. – 18 с. – Режим доступа:

<http://jre.cplire.ru/jre/apr13/9/text.html>

48. **Басков, К.М.** Математическая модель расчета эффективной поверхности рассеяния самолетной фазированной антенной решетки с учетом обтекателя или экрана / К.М. Басков // Радиотехника и электроника, 2009, № 5, с. 538–548.

49. **Басков, К.М.** Электромагнитное просветление диэлектрических экранов из материалов с большим коэффициентом затухания на СВЧ [Электронный ресурс] / К.М. Басков, В.Н. Кисель // Журнал радиоэлектроники, 2013, № 1. – 21 с. – Режим доступа:

<http://jre.cplire.ru/jre/jan13/7/text.html>

50. **Senior, N.B.A.** Sheet simulation of a thin dielectric layer / N.B.A. Senior, J.L. Volakis // *Radio Science*, 1987, v. 22, № 7, December, p.p. 1261-1272.

51. **Rao, S.M.** Electromagnetic scattering by Surfaces of arbitrary shape / Sadasiva M. Rao, Donald R. Wilton. // *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, 1982, v.AP-30, № 3, Mart.

52. **Graglia, R.D.** On the Numerical Integration of the Linear Shape Functions Times the 3-D Green's Function or its Gradient on a Plane Triangle / Roberto D. Graglia // *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, 1993, v. 41, № 10, October. – p.p. 1448-1456.

53. **Айзенберг, Г.З.** Антенны УКВ / Г.З. Айзенберг, В.Г. Ямпольский, О.Н. Терешин. – М.: Связь, т. 1, 1977, 384 с.

54. **Ямпольский, В.Г.** Антенны и ЭМС / В.Г. Ямпольский, О.П. Фролов. – М.: Радио и связь, 1983. – 272 с.

55. **Шестопапов, В.П.** Резонансное рассеяние радиоволн. Том 1. Дифракционные решётки / В.П. Шестопапов, А.А. Кириленко, С.А. Маслов, Ю.К. Сиренко. – Киев: Наукова думка, 1986. – 232 с.

56. **Калантаров, П.Л.** Расчет индуктивностей / П.Л. Калантаров, Л.А. Цейтлин. Ленинград: Издательство “Энергоатомиздат”, 1989. – 488 с.

57. **Brown, J.** Artificial dielectrics having refractive indices less than unity / John Brown // *London: Proc. Inst. Elect. Eng. Part IV, vol. 100, Monograph №62R, 1953, p.p. 51-62.*

58. **Басков, К.М.** Метаматериал с повышенной механической прочностью и диэлектрической проницаемостью близкой к единице [Электронный ресурс] / Басков К.М. // *Журнал радиоэлектроники*, 2013, № 9. – 24 с. – Режим доступа:

<http://jre.cplire.ru/jre/sep13/14/text.html>

**Приложение А**

Акт о внедрении и титульный лист патента

УТВЕРЖДАЮ

Первый заместитель директора  
филиала ОАО «Компания «Сухой»  
«ОКБ Сухого»

М.Ю. Стрелец

2014 г.

Гербовая печать



АКТ о внедрении результатов  
кандидатской диссертационной работы  
Баскова Константина Михайловича

Комиссия в составе:

председатель главный конструктор Су-35 Демин И.М. ,  
члены комиссии Серов Ю.Ф., Гавриков А.Ю.

составила настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы Баскова К.М. "Современное электродинамическое сопровождение проектирования и изготовления антенных радиопрозрачных укрытий", представленной на соискание ученой степени кандидата технических наук, использованы в ОКР "РПО-35", проведенной ОАО "ОКБ Сухого" и ИТПЭ РАН при разработке носового радиопрозрачного обтекателя самолёта Су-35 в виде:

1. технических предложений по оптимизации конструкции стенки радиопрозрачного обтекателя;
2. методик расчета и электродинамического моделирования системы антенна - обтекатель;
3. рекомендаций при сопровождении отработки опытной партии обтекателей.

Внедрение указанных результатов позволило повысить радиотехнические характеристики носового обтекателя самолета Су-35 по сравнению с предшествующими разработками обтекателей самолётов 4-го поколения. Кроме того, использование рекомендованных параметров конструкции стенки позволило без особых трудностей наладить производство серийных обтекателей.

/ Председатель комиссии

И.М. Демин

Члены комиссии

Ю.Ф. Серов

А.Ю. Гавриков

## РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2459323

## СТЕНКА РАДИОПРОЗРАЧНОГО УКРЫТИЯ

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук (ИТПЭ РАН) (RU)*

Автор(ы): *Басков Константин Михайлович (RU)*

Заявка № 2011117353

Приоритет изобретения 04 мая 2011 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений Российской Федерации 20 августа 2012 г.

Срок действия патента истекает 04 мая 2031 г.

Руководитель Федеральной службы по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов

