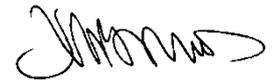


На правах рукописи



**ВЕСНИК Михаил Владимирович**

**ПОСТРОЕНИЕ НОВЫХ ЭВРИСТИЧЕСКИХ РЕШЕНИЙ  
В ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН  
И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ АНАЛИЗА РАССЕЯНИЯ  
НА ТЕЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ**

01.04.03  
«Радиофизика»

**А в т о р е ф е р а т**  
диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва - 2018 г.

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН)

**Научный консультант:** **Кутуза Борис Георгиевич**, доктор физико-математических наук, профессор

**Официальные оппоненты:** **Боголюбов Александр Николаевич**, доктор физико-математических наук, профессор кафедры математики Физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»

**Крюковский Андрей Сергеевич**, доктор физико-математических наук, профессор, декан Факультета информационных систем и компьютерных технологий Автономной некоммерческой организации высшего образования «Российский новый университет».

**Попов Алексей Владимирович**, доктор физико-математических наук, заведующий Отделом распространения радиоволн Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук.

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технический университет связи и информатики» (МТУСИ).

Защита состоится 22 июня 2018 г. в 10-00, на заседании диссертационного совета Д 002.231.02 на базе ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН по адресу 125009, г. Москва, ул. Моховая 11, стр.7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте <http://www.cplire.ru/iso/dissertations.html> ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

Автореферат разослан « \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2018 г.

Ученый секретарь диссертационного совета, кандидат физ-мат. наук



Копылов  
Юрий Леонидович

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность исследования.** Аналитические решения теории дифракции обладают высокой важностью и ценностью при решении как фундаментальных, так и прикладных задач. К сожалению, строгие аналитические решения для большинства трехмерных задач отсутствуют. Кроме того, наибольший интерес представляют простые и быстродействующие формулы, а строгие аналитические решения (как и выражения, построенные на основе коротковолновых асимптотик) далеко не всегда удовлетворяют этим требованиям.

Альтернативой строгим формулам являются эвристические решения, основанные на физическом понимании задачи или на интуиции. Они могут не иметь строгого математического обоснования, зато позволяют получить компактные и эффективные быстродействующие формулы. Сравнение с более точными решениями (как правило – с численными) позволяет провести анализ точности эвристического подхода («верификацию»), а при необходимости – его коррекцию с целью уточнения («настройку»).

В случае если математически нестрогой является сама постановка задачи, можно верифицировать эвристическое решение при помощи эксперимента.

При решении научных и прикладных задач желательно иметь понятные и точные формулы для физической интерпретации результатов экспериментов и численных расчетов. Давно известное приближение физической оптики (ФО) универсально и позволяет получать относительно простые формулы, однако в большинстве практических задач их точность недостаточна. Уточнение приближения ФО по-прежнему является актуальной задачей.

Подходы, развитые и изложенные в данной работе, позволяют получать разнообразные эвристические аналитические формулы на основе численных решений или экспериментальных результатов. На первом этапе эвристическое решение берут в качестве гипотезы, затем оно подвергается верификации и настройке. Таким образом, точность эвристической формулы может отличаться от точности численного решения на сколь угодно малую заданную величину. В дальнейшем аналитическое эвристическое решение можно применять автономно, т.е. уже без верификации и настройки.

Существует еще проблема ограниченности ресурсов компьютеров, не позволяющая получить строгое решение задачи дифракции на рассеивателях больших размеров. В связи с этим, несмотря на развитие компьютерной техники и успехи в области численных методов, создание новых

эвристических решений открывает дополнительные возможности. Например, отладив эвристическую формулу на объекте малого размера, можно затем применить ее для объекта такой же формы, но большего размера. При этом точность эвристической формулы лишь увеличится, в то время как ее быстродействие практически не зависит от размера рассеивателя, в отличие от быстродействия численного решения.

Эвристические подходы позволяют создавать аналитические решения и работать с формулами, которые трудно или невозможно получить при помощи строгих аналитических методов. Тем не менее, знание конечного результата иногда помогает математически строго доказать справедливость эвристического решения, хотя заранее успех гарантировать нельзя.

Иногда в практических задачах применяют предварительно рассчитанные базы данных. Также существуют инженерные подходы, которые имитируют строгое решение, например, при помощи феноменологических числовых коэффициентов и аппроксимирующих формул. В отличие от баз данных и инженерных формул, эвристические формулы не просто имитируют решение, а соответствуют физике задачи. Многообразие приемов получения и форм эвристических решений позволяет выбрать из них наиболее точное и затем сделать физические выводы. Если правильно понять суть происходящих процессов, то можно создать очень удачные эвристические формулы, которые с минимальными изменениями можно будет использовать при решении большого числа разнообразных задач, как в области электродинамики, так и в других областях физики.

Хотя результаты этой диссертации можно применять к изучению объектов разной формы, основные усилия были приложены к исследованию дифракции на многоугольниках и многогранниках.

В диссертации получены новые результаты, сформулированы и обоснованы положения, совокупность которых можно определить как решение крупной научной проблемы – построение эффективных аналитических формул теории дифракции, открывающих новые возможности для исследования рассеяния волн на телах сложной формы.

**Объект исследования** – поля различной физической природы, возбуждаемые и рассеиваемые на пространственных объектах сложной формы.

**Предмет исследования** – математические и физические двумерные и трехмерные модели явления дифракции электромагнитных волн и волн

других физических типов на кромках, а также на плоских многоугольниках и многогранниках.

**Целью диссертационной работы** является создание подходов к построению относительно простых эвристических аналитических формул и непосредственное построение таких формул, обладающих достаточно высокой точностью и быстродействием и позволяющих эффективно решать прямые и обратные задачи дифракции.

**Задачи исследования:**

1. Построение новых эвристических решений двумерных задач дифракции электромагнитной волны на идеально проводящих кромках со сложным профилем.

2. Выявление особенностей двумерных и трехмерных решений в приближении физической оптики (физоптических), способов применения двумерных решений в трехмерных задачах, связи дифракционных коэффициентов со строгими двумерными решениями на бесконечных кромках и возможности уточнения физоптических решений.

3. Создание эвристического подхода, позволяющего учесть влияние вершин при дифракции на плоских многоугольных пластинах.

4. Создание эвристического подхода, позволяющего учитывать влияние неидеальных граничных условий на поверхностях двумерных и трехмерных рассеивателей.

5. Создание нового универсального эвристического подхода, позволяющего строить аналитические решения двумерных и трехмерных задач дифракции.

**Методы исследования** – аппарат математической физики и теории дифракции, включая известные эвристические методы, такие как метод геометрической оптики, метод физической оптики, геометрическая теория дифракции, метод краевых волн, метод эквивалентных контурных токов, метод последовательных дифракций, а также новые методы получения эвристических аналитических решений, такие как метод обобщенного эйконала, модифицированный метод эквивалентных контурных токов и метод базовых компонентов.

**Научная новизна** диссертационной работы состоит в следующем:

1. Разработан новый метод обобщенного эйконала (МОЭ) – метод интегрального представления поля, позволяющий получать приближенное

аналитическое решение задач дифракции на двумерных полубесконечных рассеивателях с идеально проводящей линейно ломаной границей.

2. Получено в общем виде эвристическое аналитическое решение задачи дифракции плоской электромагнитной волны на полупластине, справедливое, в том числе, и при малых толщинах полупластины.

3. Получены при помощи МОЭ новые решения известных задач для полупластины и усеченного клина, справедливые, в том числе, при стремлении размерного параметра к нулю.

4. Предложена и разработана методика перехода от известного аналитического решения для двумерной структуры в виде интеграла по элементарной полоске к трехмерному решению при помощи подстановки специальных угловых параметров – «комплексных углов».

5. Предложены и обоснованы корректирующие коэффициенты, позволяющие повысить точность решения задач дифракции на многогранниках методом эквивалентных контурных токов.

6. Предложена и реализована методика «условной кромки», позволяющая строить аналитические решения трехмерных дифракционных задач без интегрирования по элементарным полоскам и с гарантированным выполнением принципа взаимности.

7. Предложены и обоснованы корректирующие амплитудные коэффициенты, описывающие «продольное» по отношению к кромке возмущение поля, позволяющие повысить точность аналитического эвристического решения задачи дифракции на плоском угловом секторе методом МЭКТ.

8. Предложен и реализован метод приближенного представления дифракционных волновых полей в задачах рассеяния на полупрозрачных полубесконечных структурах, основанный на новом определении функции прозрачности.

9. Предложен и обоснован способ получения эвристического решения задачи дифракции упругой волны.

**Практическая значимость** полученных результатов состоит в следующем:

1. Практическая значимость работы определяется тем, что предложенные аналитические решения задач дифракции, алгоритмы и программы, численно реализующие эти решения, формируют элементную базу для построения интегрированных систем электродинамического моделирования,

включающие подсистемы расчета полей рассеянных объектами сложной формы с большими электрическими размерами.

2. Предложенная в работе совокупность моделей, описывающих рассеяния полей на ключевых структурах, отличается высокой эффективностью, недостижимой при использовании прямых численных решений электродинамических задач. Поэтому применение результатов работ позволит повысить эффективность систем электродинамического моделирования и снизить затраты компьютерных ресурсов, что также определяет практическую значимость диссертации.

3. С практической точки зрения важно, что качественный скачок эффективности электродинамических моделей, полученный за счет использования методов, развитых в работе потенциально позволяет перейти к решению задач синтеза рассеивающих объектов сложной формы, связанных с перебором большого числа вариантов.

4. Результаты диссертации могут быть использованы при решении следующих задач:

- Расчет эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) воздушных, космических, сухопутных и морских радиолокационных объектов.
- Рассеяние радиоволн на объектах городской застройки.
- Распространение радиосигналов внутри помещений.
- Дифракция электромагнитных волн на кристаллах.
- Дифракция на открытом конце прямоугольного волновода.
- Дифракция света на матрицах фотоприемников.
- Дифракция элементарных частиц на ловушках и других объектах.
- Дифракция упругих волн на неоднородностях в среде распространения упругих волн (твердых телах, горных породах и т.п.).

**Обоснованность и достоверность** результатов обеспечиваются тем, что при построении новых эвристических решений применяются основополагающие физические принципы (такие, как принцип локальности поля, принцип взаимности, принцип дополнительности и т.п.), а также физические закономерности, известные из работ по физической теории дифракции (области стационарной фазы, дифракционные конуса и т.п.). Кроме того, проводится сравнение новых эвристических формул с частными случаями известных аналитических формул, а также сравнение результатов расчета по новым эвристическим формулам с результатами расчета по строгим аналитическим формулам, с результатами расчета по другим эвристическим формулам и с известными из литературы результатами расчетов, проведенных строгими методами.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Метод обобщенного эйконала (МОЭ) позволяет получать аналитические представления рассеянного поля в задачах дифракции цилиндрической и плоской волн на классе двумерных полубесконечных рассеивателей с идеально проводящей линейно ломаной границей, с размерными параметрами, имеющие высокую точность для размерных параметров, не превышающих четверти длины волны.

2. При помощи МОЭ можно получить эвристические аналитические решения задач дифракции плоской электромагнитной волны на полупластине и усеченном клине, которые остаются справедливыми при стремлении к нулю параметра, характеризующего размер торца полупластины или усеченного клина.

3. Решения трехмерных задач дифракции можно получить при помощи подстановки специальных угловых параметров, так называемых «комплексных углов», в двумерные аналитические решения в виде интегралов по элементарным полоскам.

4. Новая методика «условной кромки» позволяет строить аналитические решения дифракционных задач в приближении метода эквивалентных контурных токов без непосредственного интегрирования по элементарным полоскам и с гарантированным выполнением принципа взаимности.

5. Точность решений методом эквивалентных контурных токов трехмерных задач дифракции на многогранниках можно повысить при помощи корректирующих множителей, связанных со строгими и физическими дифракционными коэффициентами из двумерной задачи нормального падения на кромку.

6. Комбинирование обобщенного дифракционного коэффициента, дифракционного коэффициента в приближении физической оптики, построенных при помощи решения «одномерной» задачи взаимодействия волны с безграничной плоской поверхностью и функции полупрозрачности позволяет строить эвристические решения задач дифракции волновых полей произвольной физической природы на полупрозрачных рассеивателях.

**Апробация результатов исследования.** Основные положения и результаты работы докладывались и обсуждались на 7 отечественных конференциях и симпозиумах (см. публикации [158, 164, 171, 174, 177 – 179]) и 9 международных конференциях и симпозиумах (см. публикации [141, 144, 145, 159 – 161, 168 – 170]). Также результаты работы докладывались на семинарах «Московский электродинамический семинар им. Я.Н. Фельда»

(ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН), «Математическое моделирование волновых процессов» (РОСНОУ) и на семинаре Физического факультета МГУ под руководством А.Г. Свешникова.

**Публикации.** Результаты диссертационной работы отражены в 42 публикациях, включая 12 статей в отечественных журналах, входящих в перечень ВАК, 3 статьи в международных журналах, 8 статей и тезисов в трудах отечественных конференций и симпозиумов, 17 статей в трудах международных конференций и симпозиумов. По результатам работы подготовлены и опубликованы 1 материал для книги на английском языке и 1 авторская монография на английском языке.

**Личный вклад автора.** Все результаты диссертации получены лично автором. По теме диссертации соискатель лично опубликовал 39 работ, включая 14 журнальных статей, 24 статьи в трудах конференций и симпозиумов и 1 авторскую монографию. В трех работах, опубликованных с соавторами (1 доклад 1991г., 1 статья 1992г., и 1 материал в книгу 2010г.), вклад соискателя является основным.

**Структура и объем диссертации.** Диссертационная работа состоит из введения, 6 глав, 10 приложений, заключения и списка литературы. Работа содержит 252 страницы, включающие 360 формул, 46 рисунков и список литературы, который содержит 182 наименования.

## СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

**Во введении** приведен обзор опубликованных книг и статей по вопросам, связанным с темой диссертации, обоснована актуальность работы и дано краткое содержание каждой главы диссертации с указанием новых полученных результатов.

**В первой главе диссертации** изложены основы метода обобщенного эйконала (МОЭ), позволяющего построить интегральное представление двумерной задачи дифракции.

В разделе 1.1 описана математическая постановка задачи дифракции. Рассмотрим электромагнитную волну  $P$  вида

$$P = A \exp(iS), \quad (1)$$

распространяющуюся в двумерном безграничном пространстве. В формуле (1)  $P$ ,  $A$ , и  $S$  зависят от координат,  $A$  - амплитуда волны,  $S$  - функция эйконала,  $i$  - мнимая единица. Пусть  $P$  удовлетворяет волновому уравнению

$$\Delta_z P + k^2 P = 0, \quad \Delta_z = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (\text{или } \Delta_{kz} P + P = 0, \quad \Delta_{kz} = \frac{\partial^2}{\partial(kx)^2} + \frac{\partial^2}{\partial(ky)^2}), \quad (2)$$

здесь  $k=2\pi/\lambda$  - волновое число. Внесем в рассматриваемое пространство двумерный идеально проводящий полубесконечный рассеиватель с линейно ломаной границей, ограниченный поверхностью  $S_0$  (рис. 1 (а)).

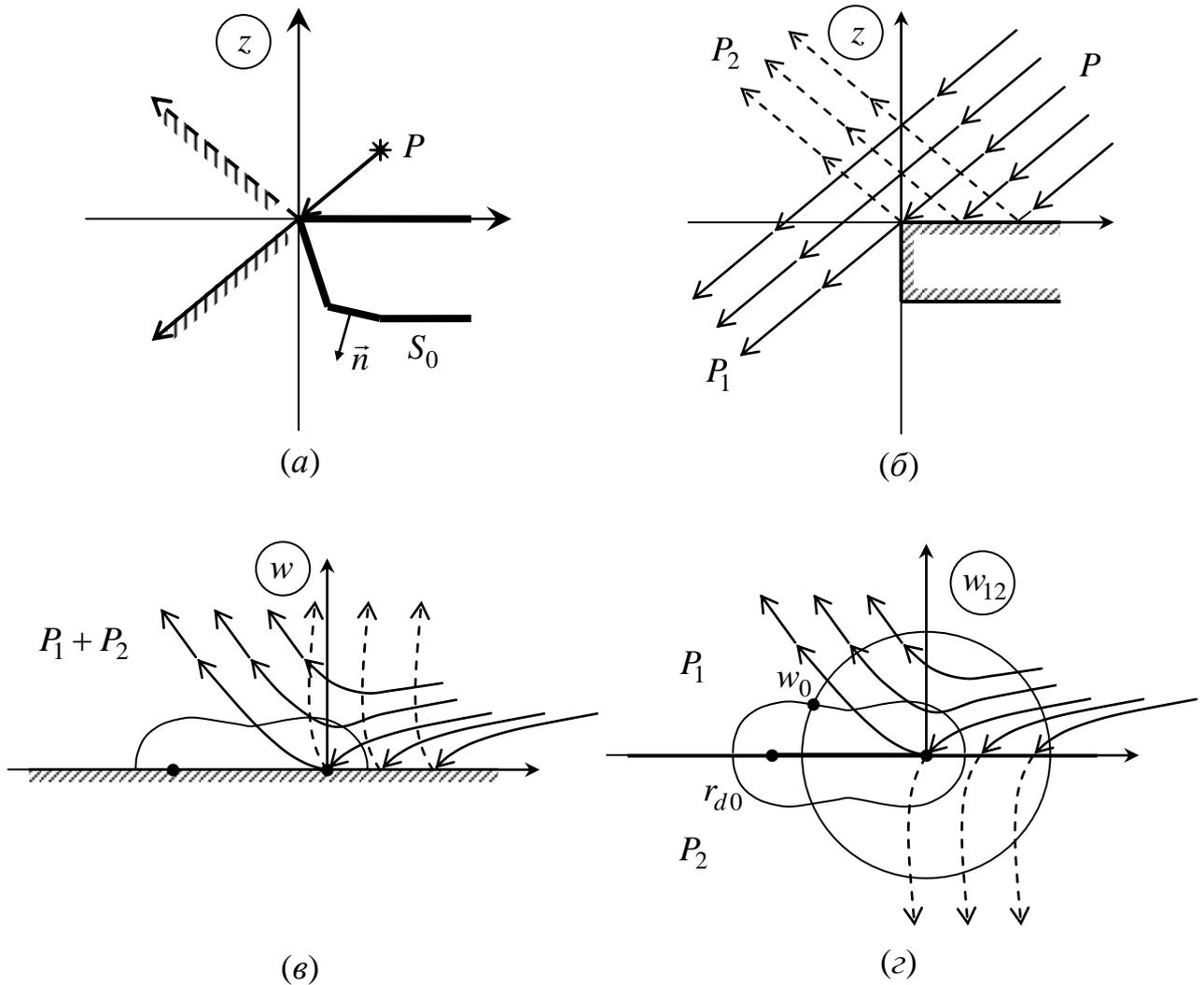


Рис. 1 (а) – (д).

Схема построения плоскости  $w_{12}$ .

На рис. 1 (а) показано падение волны от источника, находящегося в точке  $P$ , на рассеиватель сложной формы. Штриховкой показаны зоны тени, связанные с геометрическими границами «свет – тень» падающей и отраженной волн. На других рисунках показаны: (б) – схема падения в области  $z$  на полуплоскость с конечной толщиной; (в) – схема падения в области  $w$ ; (г) – схема падения во вспомогательной области  $w_{12}$ .

В разделе 1.2 описано построение интегральных представлений решения во вспомогательной области комплексного переменного, которую получаем при помощи конформного отображения.

Рассмотрим конформное отображение  $kz(w)$  области  $w$ , представляющей собой верхнюю полуплоскость комплексного переменного, на область  $z$ , внешнюю по отношению к рассеивателю (рис. 1 (б), (в)).

В области  $w$  функция  $P$  удовлетворяет волновому уравнению с переменным волновым числом

$$\Delta_w P + k^2 |dz/dw|^2 P = 0, \quad (3)$$

однако можно выделить семейство кривых:

$$k |dz/dw| = |d| = r_d = const, \quad (4)$$

на которых переменное волновое число  $k |dz/dw|$  постоянно.

На кривой  $r_{d0}=1$  переменное волновое число равно первоначальному волновому числу. В дальнейшем мы будем называть эту кривую просто «кривая  $r_{d0}$ » или «базовая кривая».

Введем область  $w_{12}$  - полную плоскость комплексного переменного, состоящую из двух экземпляров  $w_1$  и  $w_2$  полуплоскости  $w$ , «склеенных» вдоль действительной оси (рис. 1 (г)).

Для построения интегрального представления решения воспользуемся методом, который применил Зоммерфельд. Решение краевой задачи для рассеянного поля представим в виде интеграла по отрезкам замкнутого контура во вспомогательной области комплексного переменного  $\hat{w}$ .

Замена переменной  $w \rightarrow \hat{w}$   $\hat{w}_{12}(w_{12})$  должна проводиться таким образом, чтобы функции  $P(w)$  и  $P^c(\hat{w})$  удовлетворяли следующим условиям:

- а) на кривой  $r_{d0}$  должно выполняться  $\hat{w}=w$ ,  $P^c(\hat{w})=P(w)$ ;
- б) в области  $w$  функция  $P(w)$  должна удовлетворять волновому уравнению (3);
- в) в области  $\hat{w}$  функция  $P^c(\hat{w})$  должна быть аналитической.

При подстановке координат переменной  $\hat{w}$  вместо координат  $w$  в функции  $P$  и  $S$  меняются как характер зависимости этих функций от координат  $P(w) \rightarrow P^c(\hat{w})$ ,  $S(w) \rightarrow S^c(\hat{w})$ , так и их свойства. Функция эйконала  $S(w)$  преобразуется в функцию обобщенного эйконала  $S^c(\hat{w})$ , это преобразование дает название всему методу.

На рис. 2 изображено пересечение областей  $w_{12}$  и  $\hat{w}_{12}$ .

Интегральное представление решения для полного поля  $V(w_0)$ :

$$V(w_0) = K \cdot P^c(w_0) + v(w_0) = K \cdot P^c(w_0) + \frac{1}{2\pi i} \left[ \int_{s_1} \frac{P^c(\hat{w})}{\hat{w} - w_0} d\hat{w} - \int_{s_2} \frac{P^c(\hat{w})}{\hat{w} - w_0} d\hat{w} \right] \quad (6)$$

представляет собой обобщение известного интегрального представления Зоммерфельда на случай рассеивателя с формой, более сложной, чем клин. В формуле (6)  $v(w_0)$  – рассеянное поле,  $K=1$ , если  $w_0$  находится в «освещенной» части контура и  $K=-1$ , если – в теневой. Интегрирование происходит по «участкам сходимости» контура  $s_1$  и  $s_2$ , на которых  $P^c(\hat{w})$  убывает при увеличении волнового числа  $k$ .

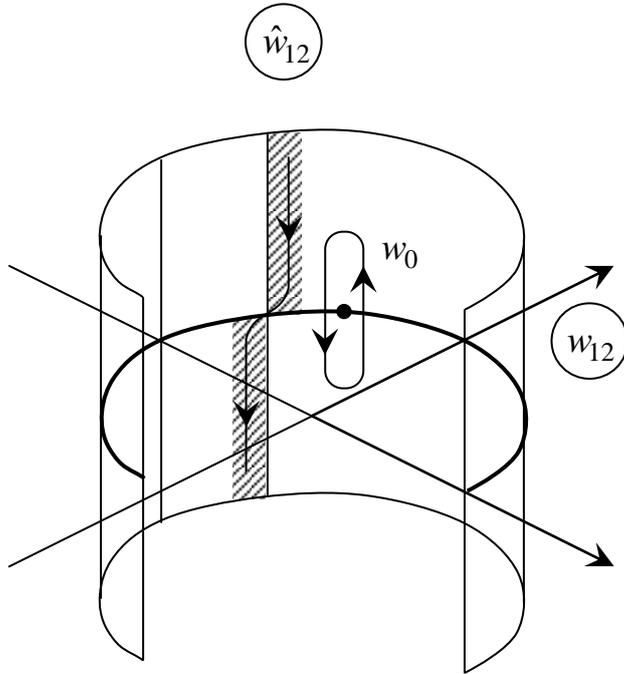


Рис. 2

Схема построения вспомогательной области комплексного переменного  $\hat{w}_{12}$ . Заштрихован «участок сходимости».

На рис. 2 вспомогательная область  $\hat{w}_{12}$  условно показана в виде цилиндрической поверхности, пересекающейся с областью  $w_{12}$  вдоль кривой  $r_{d0}$  (жирная полуокружность). Точка наблюдения  $w_0$  находится на кривой  $r_{d0}$ . Замкнутый контур интегрирования окружает точку наблюдения  $w_0$ , а затем деформируется таким образом, чтобы он проходил через седловую точку по области сходимости (заштрихованный участок, по которому проходит фрагмент контура).

В разделе 1.3 проведено асимптотическое вычисление контурных интегралов. В случае двух седловых точек  $\hat{w}_{sm}$  (соответствующих двум границам «свет – тень» для) падающего и отраженного поля из (6) получаем асимптотику:

$$v(w_0) \cong \sum_{m=1,2} \frac{P(\hat{w}_{sm})}{(\hat{w}_{sm} - w_0) \sqrt{2\pi i [S^c(\hat{w}_{sm})]''}} \frac{2i \sqrt{S^c(\hat{w}_{sm}) - S^c(w_0)}}{\exp[iS^c(\hat{w}_{sm}) - iS^c(w_0)]} \frac{\int_{\infty}^{\sqrt{S^c(\hat{w}_{sm}) - S^c(w_0)}} \exp(iq^2) dq}{\sqrt{S^c(\hat{w}_{sm}) - S^c(w_0)}} \quad (7)$$

Для получения окончательного выражения нужно подставить в интегральное представление (7) значения функции обобщенного эйконала  $S^c(\hat{w})$  в точке наблюдения  $w_0$  и значения его производной  $[S^c(\hat{w})]''$  в седловых точках  $\hat{w}_{sm}$ .

В случае, когда рассеиватель имеет форму клина с внешним углом  $\pi n$ , конформное отображение имеет вид  $kz(w)=w^n/n$ , его производная по переменной  $w$  равна  $d(kz)/dw=w^{n-1}$ , и удастся найти явный вид зависимости между переменными  $\hat{w}$  и  $w$ . Эта зависимость позволяет обеспечить удовлетворение условий (5) и получить решение для рассеянного поля. Асимптотика интегрального представления (7) для этой зависимости:

$$v(\psi) \cong \frac{P(w_{sm})}{\sqrt{2\pi ik \frac{rr_0}{r+r_0}}} \frac{\frac{i}{n} \sin \frac{\pi}{n}}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\psi}{n}} \frac{2i \sqrt{S(w_{sm}) - S(\psi)}}{\exp[iS(w_{sm}) - iS(\psi)]} \frac{\int_{\infty \sqrt{S(w_{sm}) - S(\psi)}}^{\sqrt{S(w_{sm}) - S(\psi)}} \exp(iq^2) dq, \quad (8)$$

где  $S(w_{sm}) = k(r_{z_0} + r_0)$ ,  $S(\psi) = k\rho = k\sqrt{(r_{z_0} + r_0)^2 - 2r_{z_0}r_0[1 + \cos\psi]}$ ,  $\psi = \varphi \mp \varphi_0$ , (9)  
 $\hat{w}_{sm} = r_{z_0}^{1/n} \exp[i(\varphi_0 \pm \pi)/n]$ ,  $w_0 = r_{z_0}^{1/n} \exp(i\varphi_z/n)$ ,  $P(w_{sm})$  – значение падающего поля на границе «свет – тень» в точке наблюдения. Входящие в формулу (9) величины показаны на рис. 3.

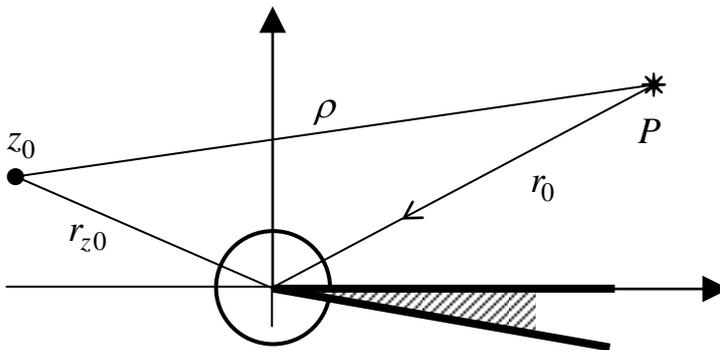


Рис. 3

Падение волны точечного источника на клин.

На рис. 3 углы  $\varphi_0$  и  $\varphi$  из (9) отсчитываем от положительного направления горизонтальной оси до направлений на источник  $P$  и на точку наблюдения  $z_0$  соответственно.

При падении электромагнитной волны на кромку клина так, что вектор  $\vec{E}$  или  $\vec{H}$  перпендикулярен кромке (ТЕ или ТН), граничные условия Дирихле (ТН) и Неймана (ТЕ), для полного поля  $V(\varphi)$  можно выполнить так:

$$V(\varphi) = v(\varphi - \varphi_0) - v(\varphi + \varphi_0) \text{ (ТН)}, \quad V(\varphi) = v(\varphi - \varphi_0) + v(\varphi + \varphi_0) \text{ (ТЕ)}. \quad (10)$$

Результаты первой главы опубликованы в работах соискателя [3 – 8, 19 – 27].

**Во второй главе диссертации** при помощи метода обобщенного эйконала получены решения двумерных задач дифракции.

В разделе 2.1 сформулированы основы получения решений задач дифракции при помощи метода обобщенного эйконала. Из теории комплексного переменного известен интеграл Шварца – Кристоффеля, который реализует конформное отображение  $z(w)$  верхней полуплоскости  $w$

на область  $z$ , внешнюю по отношению к двумерному полубесконечному рассеивателю с углами при вершинах  $\pi\alpha$  и  $\pi\beta$ . Конформное отображение и производная:

$$kz(w) = C \int_{w_0}^w w^{\alpha-1} (w+2)^{\beta-1} dw + C_1, \quad \frac{dkz(w)}{dw} = C w^{\alpha-1} (w+2)^{\beta-1}. \quad (11)$$

Здесь  $C$  и  $C_1$  - постоянные, определяемые геометрией системы.

В разделе 2.2 получено решения задачи дифракции на идеально проводящей полупластине. Для полупластины с конечной безразмерной толщиной  $kh$  ( $k=2\pi/\lambda$  - волновое число,  $h$  - размерная толщина полупластины), конформное отображение  $kz(w)$  можно найти в явном виде

$$\frac{\pi kz(w)}{kh} = (w+1)\sqrt{w(w+2)} - \ln[w+1+\sqrt{w(w+2)}], \quad (12)$$

а производная по  $w$  функции  $kz(w)$  равна:

$$\frac{d}{dw} \left[ \frac{\pi kz(w)}{kh} \right] = 2\sqrt{w(w+2)} = 2d = 2r_d \exp(i\varphi_d). \quad (13)$$

Задавая различные значения  $|d| = r_d$ , можно получить семейство кривых  $r_{d0}$  в областях  $w$  и  $z$ . Семейство этих кривых изображено на рис. 4.

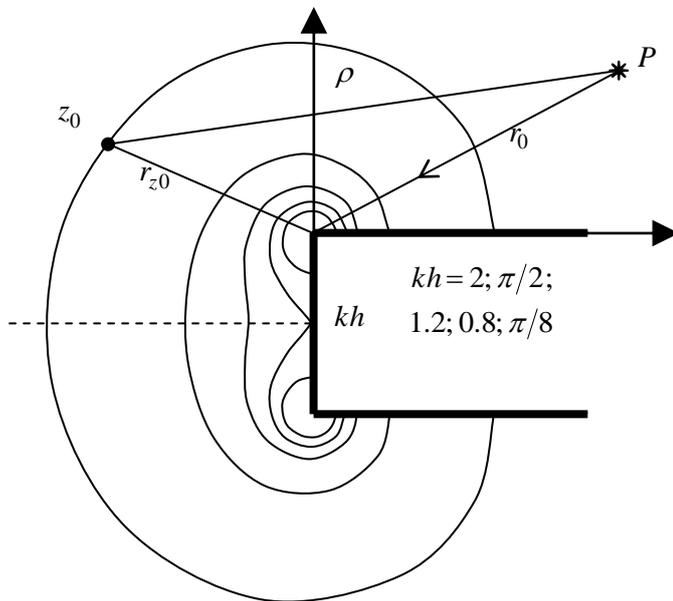


Рис. 4  
Семейство кривых  $r_{d0}$ .

На рис. 4 показано семейство кривых  $r_{d0}$  при падении волны точечного источника на идеально проводящую полупластину с конечной толщиной. При  $kh=\pi/2$  и выше кривая  $r_{d0}$  состоит из двух отдельных частей. Чем меньше значение  $kh$ , тем точнее форма кривой  $r_{d0}$  соответствует окружности.

Как уже было показано ранее, замена переменной  $w \rightarrow \hat{w}$  для клина удовлетворяет условиям (5). Для рассеивателей более сложной формы, в том числе – для тех, которые имеют размерный параметр, нахождение явного

вида формул замены переменной представляет собой сложную математическую задачу. Поэтому для таких рассеивателей применяем эвристический подход. Смысл его в том, что на кривой  $r_{d0}$  мы берем уже известное решение для так называемого («эквивалентного клина») (рис. 5).

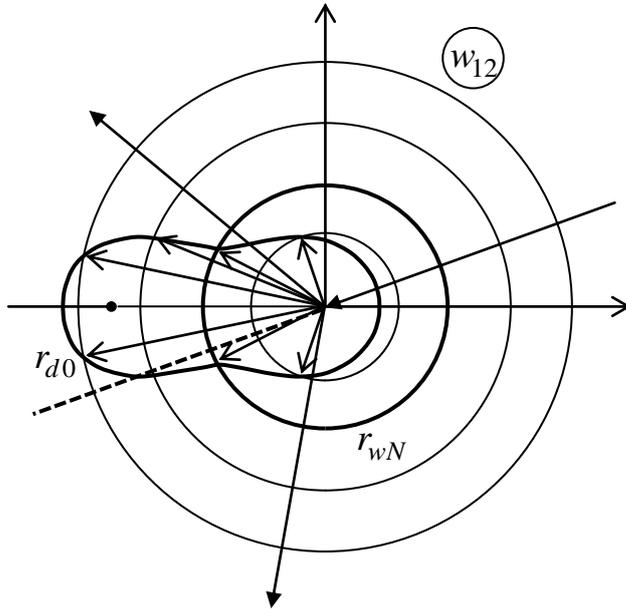


Рис. 5

Область  $w_{12}$ , кривые  $r_{d0}$  и  $r_{wN}$ , лучевая структура падающего и рассеянного поля.

Параметры этого клиновидного рассеивателя («эквивалентного клина») выберем так, чтобы после обратного отображения  $w \rightarrow z$  направления границ «свет – тень», соответствующих эквивалентному клину, совпали с направлениями границ «свет – тень» для полупластины.

На рис. 6 (а), (б) показано сравнение амплитуд полного поля на кривой  $r_{d0}$  для решений, полученных при помощи метода обобщенного эйконала (МОЭ) и метода последовательных дифракций (МПД) при разных величинах  $kh$ .

Сравнение решений проводилось для волны, падающей на толстую полупластину под углом  $\varphi_0=40^\circ$  по отношению к горизонтальной оси. На левых графиках показаны амплитуды решений МОЭ (сплошная тонкая линия), МПД (штрихи) и для сравнения приведено решение задачи рассеяния на полуплоскости (ПП) (точки). Значение угла наблюдения  $\varphi_z$  меняется в области  $z$  от  $-360^\circ$  до  $360^\circ$  (т.е. в двухлистной области). Сначала решения МОЭ и МПД совпадают, но при уменьшении размерного параметра решение МПД стабилизируется на диаграмме направленности, форма которой отличается от правильной, в то время как решение МОЭ все лучше приближается к решению для полуплоскости.

Решение МОЭ сравнивали с решением, полученным методом последовательных дифракций. При этом рассматривали поле, претерпевшее двойную дифракцию. Сначала поле плоской волны рассеивает освещенная вершина, затем тенья вершина рассеивает поле освещенной вершины, после чего поле тенья вершины испытывает дифракцию на освещенной и складывается с

полем первичной дифракции.

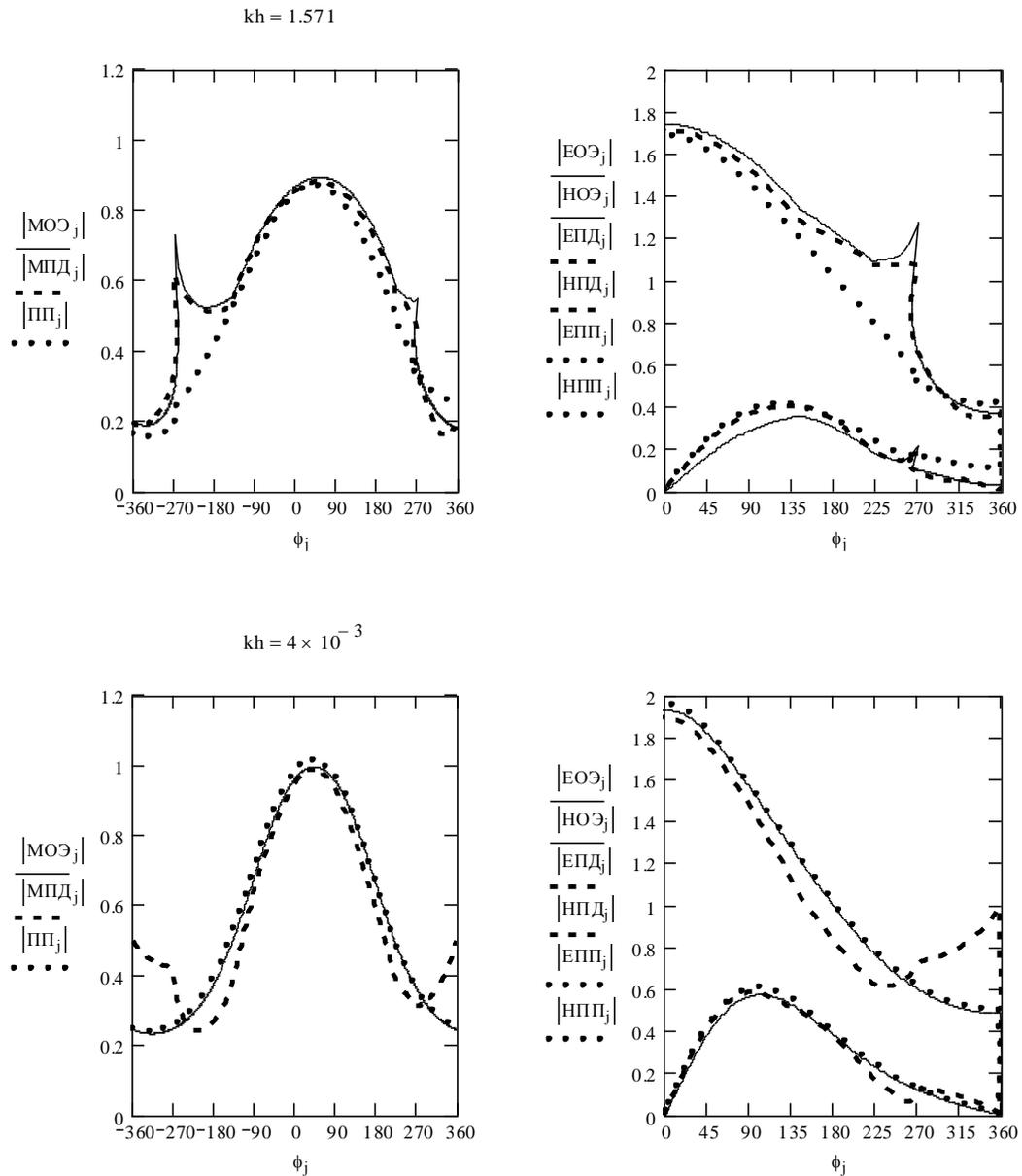


Рис. 6 (а), (б).

Сравнение амплитуд полного поля для различных значений  $kh$ . По горизонтали отложен угол наблюдения  $\varphi_z$  (град) в двулистной области.

На рис. 7 (а), (б) приведены десятичные логарифмы амплитуды рассеянного поля, продолженного с кривой  $r_{d0}$  в дальнюю зону, в однолистной и двулистной областях. Кривые для Е - и Н - поляризаций решения МОЭ обозначены ЛЕОЭ и ЛНОЭ, для решения, полученного методом последовательных дифракций – ЛЕПД и ЛНПД. Кривые решения для полуплоскости обозначены ЛЕПП и ЛНПП, а решения для полуплоскости, полученного методом Кирхгофа – ЛЕПК и ЛНПК. Диаграммы рассчитывались на расстоянии  $kr_z=200$  от кромки при значениях  $kh$ , равных 1.2 и 0.04 (см. обозначения на рисунках).

Из анализа диаграмм рассеяния на рис. 7 можно сделать вывод, что решение МОЭ правильно описывает процесс рассеяния.

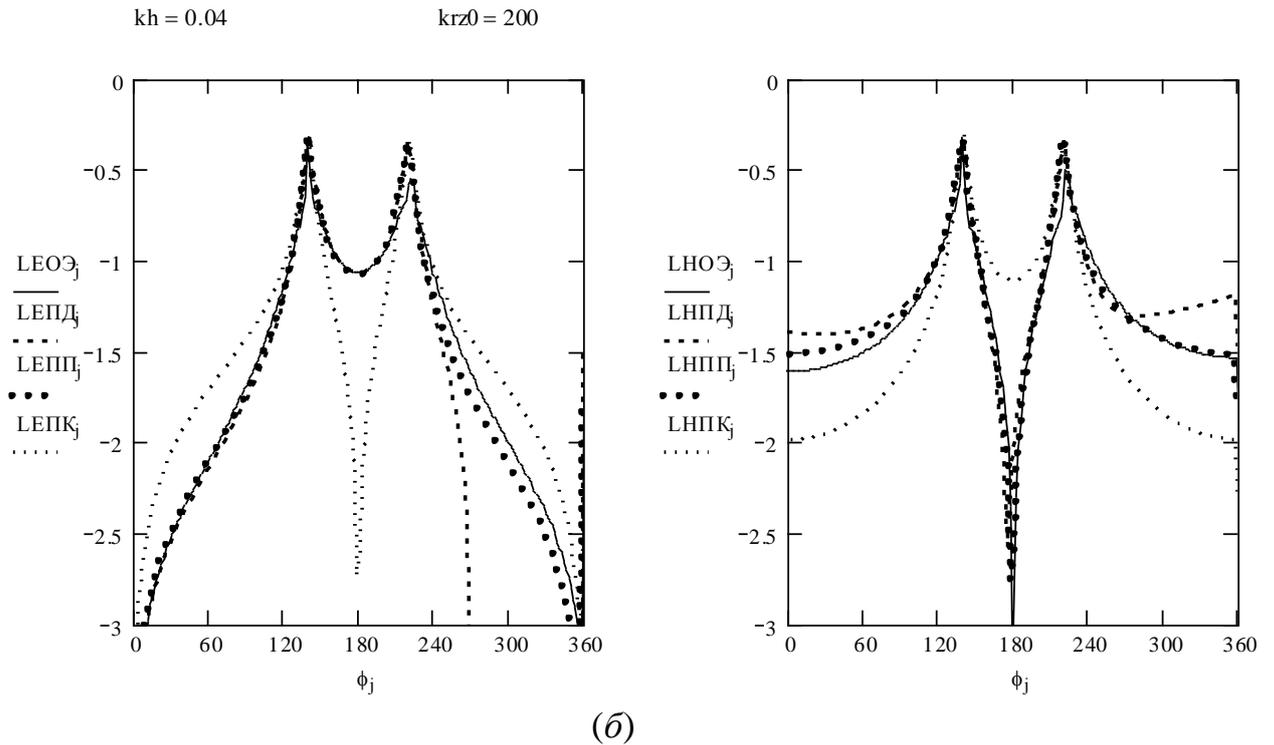
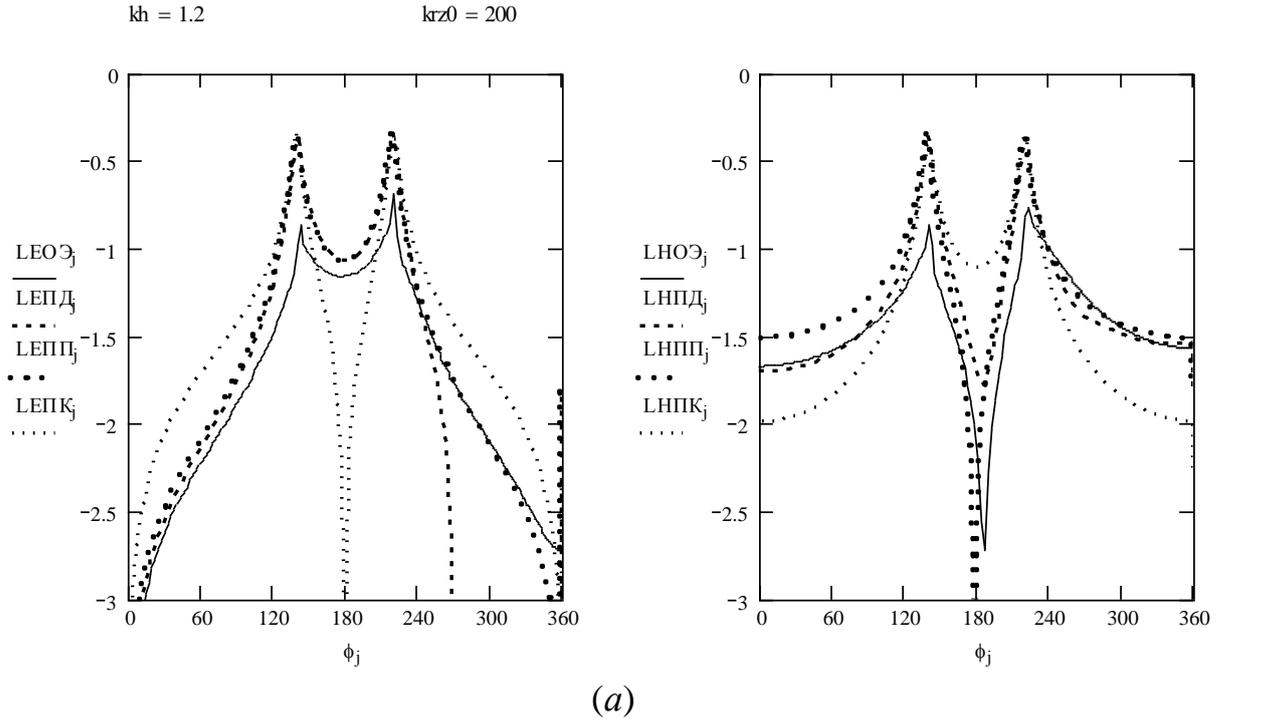


Рис. 7(а), (б).

Амплитуды рассеянного поля в дальней зоне для разных значений  $kh$ . По горизонтали отложен угол наблюдения  $\varphi_z$  (град).

В разделе 2.3 при помощи МОЭ получено решение задачи дифракции на усеченном клине (Рис. 8 (а)).

Для усеченного клина интеграл Шварца - Кристоффеля в явном виде взять не удастся, поэтому используем лишь выражение для производной.

Решение задачи дифракции на усеченном клине найдено тремя способами: МОЭ, МПД и при помощи обобщенного интеграла Френеля (ОИФ).

В решении с ОИФ при облучении лишь одной из полуплоскостей волной единичной амплитуды решение будет таким [В.А. Тищенко, Р.Х. Хестанов (1973), «Дифракция поля с границей свет – тень на полуплоскости», ДАН СССР, т. 212, №4, с. 842]:

$$V(w_0) = F[SMSO(\varphi_0, r_z, \varphi_z)] - G[SMNSM(r_z, \varphi_z), SMSO(\varphi_0, r_z, \varphi_z)],$$

$$F(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_{-\infty}^y \exp(i\xi^2) d\xi, \quad G(x, y) = \frac{y}{2\pi} \int_x^{\infty} \frac{\exp[i(\xi^2 + y^2)] d\xi}{\xi^2 + y^2}, \quad (14)$$

где  $SMSO(\varphi_0, r_z, \varphi_z) = S_M(P) - S_0(P)$ ,  $SMNSM(r_z, \varphi_z) = S_{MN}(P) - S_M(P)$ , точки для определения входящих в эти выражения величин  $S_0(P) = QP$ ,  $S_M(P) = QM + MP$ ,  $S_{MN}(P) = QM + MN + NP$  показаны на рис. 8 (б).

С целью получения решения для усеченного клина корректируем решение для двух полуплоскостей при помощи функции  $pN$ , учитывающей форму рассеивателя. В случае клина эта функция равна сингулярному дифракционному коэффициенту, а в случае усеченного клина эта функция имеет более сложный вид.

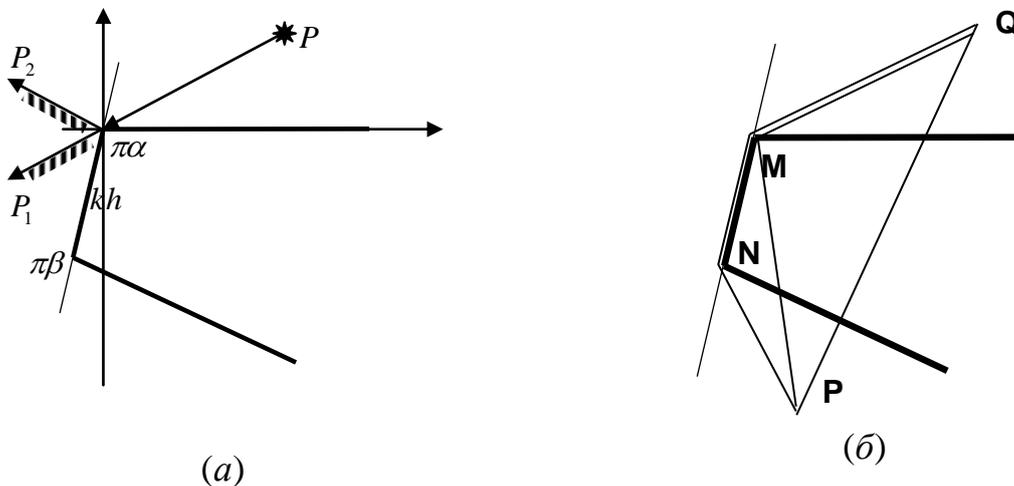


Рис. 8 (а), (б)

Геометрия задачи дифракции на усеченном клине. При помощи точек  $Q, M, N, P$  определяют значения эйконалов, входящих в формулу с обобщенным интегралом Френеля.

На рис. 9 показаны результаты расчетов поля усеченного клина. Угол падения плоской волны в области  $z$ :  $\varphi_0 = 40^\circ$ . По горизонтали отложены значения угла наблюдения в области  $z$  в двухлистной области ( $\varphi_z$  меняется от  $-360^\circ$  до  $360^\circ$ ), по вертикали отложена амплитуда полного поля.

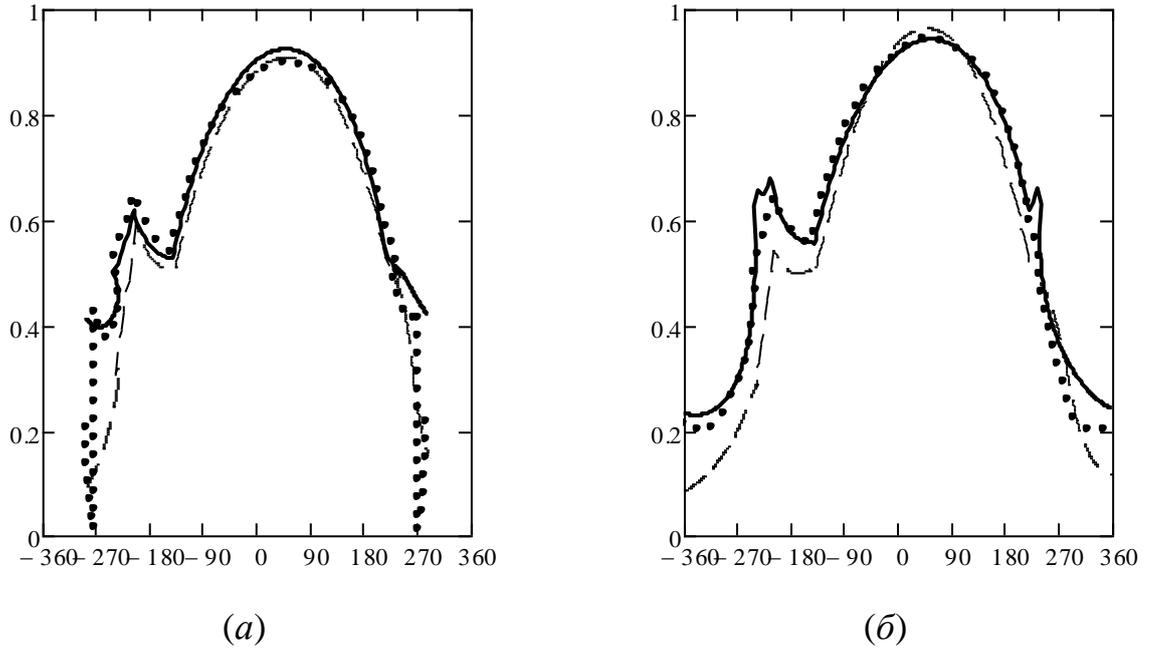


Рис. 9 (а), (б).  
Примеры численных расчетов.

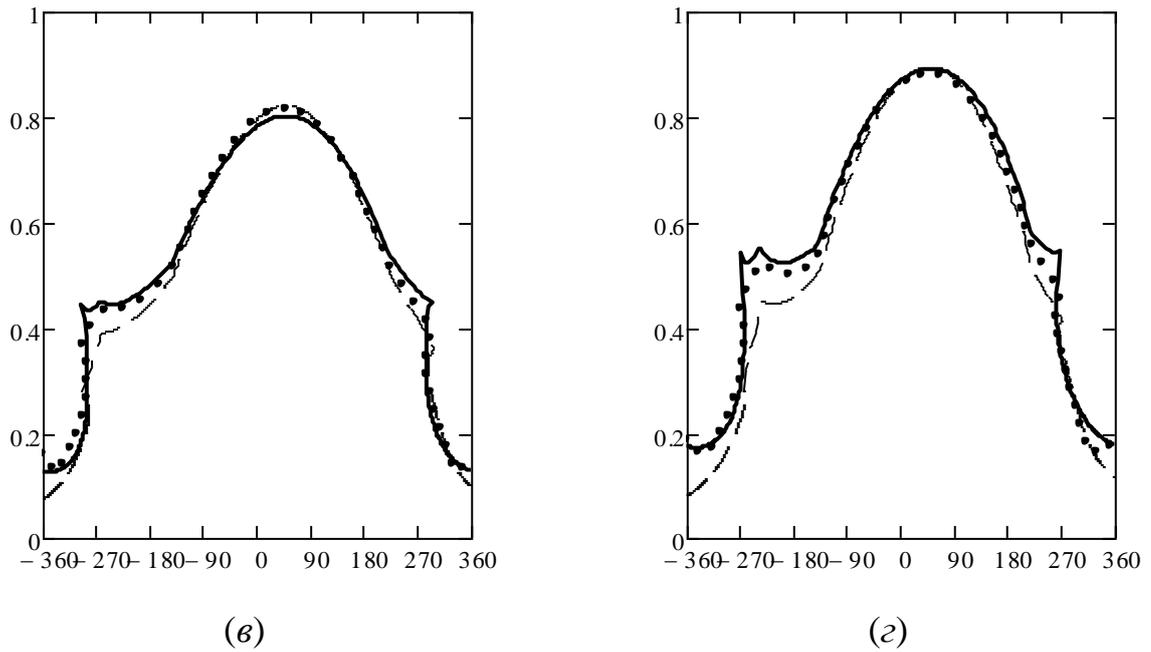


Рис. 9 (в), (г).  
Примеры численных расчетов.

На рис. 9 (а) – (г) показаны примеры численных расчетов для усеченного клина с величиной размерного параметра  $kh=\pi/2$  при различных углах  $\alpha$  и  $\beta$ . По горизонтальной оси отложен угол направления выхода луча с кривой  $r_{d0}$  в решении МОЭ с ИФ в двулистной области  $z$ , по вертикальной оси – величина полного поля  $V$  на кривой  $r_{d0}$ . Значения углов при вершинах равны:  
(а)  $\alpha=1.35, \beta=1.25$ ; (б)  $\alpha=1.35$ , и  $\beta=1.65$ , (в)  $\alpha=1.65, \beta=1.35$ ; (г)  $\alpha=1.5, \beta=1.5$ .

Пунктирная линия – решение МПД, сплошная линия – решение МОЭ с ИФ, штриховая линия – решение МОЭ с ОИФ. Сравнивая решения, полученные разными методами, видим, что они удовлетворительно совпадают между собой.

В разделе 2.4 проанализированы особенности различных подходов (МПД, МОЭ с ИФ, МОЭ с ОИФ) и обсуждены перспективы применения МОЭ.

Результаты второй главы опубликованы в работах соискателя [9, 11, 28]

**В третьей главе** рассмотрено применение двумерных решений метода обобщенного эйконала в случае наклонного падения на кромку.

В разделе 3.1 предложен метод вычисления интегралов по элементарным полоскам без непосредственного интегрирования.

Пусть на рассеиватель падает электромагнитное поле  $\vec{E}^0$ ,  $\vec{H}^0$ . Тогда на поверхности рассеивателя существуют поверхностные электрические и магнитные токи с плотностями  $\vec{j}^e$  и  $\vec{j}^m$ .

Решение задачи дифракции в дальней зоне ( $kR \rightarrow \infty$ ) в сферических координатах ( $r$ ,  $\vartheta$ ,  $\varphi$ ) можно записать так

$$E_\vartheta = H_\varphi = ik(A_\vartheta^e + A_\varphi^m), \quad E_\varphi = -H_\vartheta = ik(A_\varphi^e - A_\vartheta^m), \quad E_r = H_r = 0, \quad (15)$$

где  $A_r$ ,  $A_\vartheta$  и  $A_\varphi$  связаны с  $A_x$ ,  $A_y$  и  $A_z$  через линейные преобразования физических координат вектора. Компоненты  $A_x$ ,  $A_y$  и  $A_z$  в свою очередь определяем путем интегрирования соответствующих компонент токов по рассеивающей поверхности.

Векторные потенциалы  $\vec{A}^e$  и  $\vec{A}^m$  связаны с поверхностными токами:

$$\vec{A}^e(\vec{R}) = \frac{1}{c} \iint_S \frac{\exp(ikr)}{r} \vec{j}^e ds, \quad \vec{A}^m(\vec{R}) = \frac{1}{c} \iint_S \frac{\exp(ikr)}{r} \vec{j}^m ds. \quad (16)$$

Здесь  $\vec{A}^e$  и  $\vec{A}^m$  - электрический и магнитный векторные потенциалы;  $\vec{j}^e$  и  $\vec{j}^m$  - и электрический и магнитный поверхностные токи;  $S$  - поверхность рассеивателя;  $r = |\vec{R} - \vec{\rho}|$  - расстояние от точки рассеивающей поверхности с радиус-вектором  $\vec{\rho} = (\xi, \eta, \zeta)$  до точки наблюдения с радиус-вектором  $\vec{R} = \vec{n}'' R = (n_x'' R, n_y'' R, n_z'' R)$ ;  $\vec{n}''$  - единичный вектор направления на приемник;  $R$  - расстояние от центра координат до приемника;  $k = 2\pi/\lambda$  - волновое число;  $c$  - скорость света;  $i$  - мнимая единица.

Для поля на произвольной поверхности, охватывающей рассеиватель, электрический и магнитный поверхностные токи  $\vec{j}^e$  и  $\vec{j}^m$  выражаются через значения  $\vec{E}^0$  и  $\vec{H}^0$  полей на поверхности рассеивателя:

$$\vec{j}^e = \frac{c}{4\pi} [\vec{n} \times \vec{H}^0], \quad \vec{j}^m = -\frac{c}{4\pi} [\vec{n} \times \vec{E}^0], \quad (17)$$

здесь нормаль  $\vec{n}$  к поверхности  $S$  направлена в сторону области, занятой полем.

Если в формулы (17) вместо  $\vec{E}^0$  и  $\vec{H}^0$  подставить точные значения  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , то выражения (15) дадут точные значения поля в дальней зоне. К сожалению, мы заранее не знаем точные значения  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  на поверхности рассеивателя, и поэтому приходится брать значения  $\vec{E}^0$  и  $\vec{H}^0$ , внося, таким образом, в результат методическую погрешность, характерную для приближения ФО.

При интегрировании поля по поверхности задачу разбивают на два этапа. Сначала интегрируют по элементарным полоскам, расположенным перпендикулярно кромке, затем – вдоль кромки. Наша задача – найти эффективный способ вычисления интеграла по элементарной полоске.

Рассмотрим интегралы (16) для бесконечной цилиндрической кромки произвольной формы, образующая которой совпадает с осью  $X$ . Обозначим через  $r_{yz}$  расстояние между точками интегрирования и наблюдения в плоскости  $YOZ$ . Индекс  $yz$ , означает проекцию того же объекта (но без индекса) на плоскость  $YOZ$ . При выполнении условия дальней зоны

$$r_{yz} \cong R_{yz} - (\vec{n}''_{yz} / |\vec{n}''_{yz}|, \vec{\rho}_0), \quad \text{где } r_{yz} = \sqrt{(\eta - n''_y R)^2 + (\zeta - n''_z R)^2}, \quad \vec{\rho}_0 = \vec{\rho}_{yz}, \quad (18)$$

выражения (16) можно расписать в виде ряда скалярных соотношений вида:

$$A'' = \frac{\exp(ikn''_x R n'_x + ik_1 R_{yz})}{c} \sqrt{\frac{2\pi i}{k_1 R_{yz}}} I'', \quad (19)$$

здесь введено обозначение

$$I'' = \int_C \vec{j}(\vec{\rho}_0) \exp\{-ik_1(\vec{n}''_{yz} / |\vec{n}''_{yz}|, \vec{\rho}_0)\} dl. \quad (20)$$

Контур  $C$  – направляющая двумерного цилиндра. Если точка наблюдения не находится на дифракционном конусе, то вместо  $I''$  получим  $I^a$ :

$$I^a = \int_C \vec{j}(\vec{\rho}_0) \exp\{-ik(\vec{n}^a, \vec{\rho}_0)\} dl. \quad (21)$$

В общем случае решения интеграла (21) не содержатся в классе значений интеграла (20).

Пусть контур  $C$  состоит из  $N$  прямолинейных отрезков  $C_k$ . Если угол  $\varphi_k''$  фигурирует как параметр в аналитических выражениях для  $I_k''$ , то формальная подстановка в них  $\varphi_k''$ , удовлетворяющего равенству

$$\cos \varphi_k'' = \frac{(\bar{n}^a, \bar{\rho}_{k\tau})}{\rho_{k\tau} \sqrt{1 - (n'_x)^2}} = \frac{\sqrt{1 - (n_x^a)^2}}{\sqrt{1 - (n'_x)^2}} = \cos \varphi_k^a, \quad (22)$$

приведет к равенству интегралов

$$I_k'' \exp\{ik_1(\bar{n}''_{yz}/|\bar{n}''_{yz}|, \bar{\rho}_{k1})\} = I_k^a \exp\{ik(\bar{n}^a, \bar{\rho}_{k1})\}. \quad (23)$$

Таким образом, зная  $I_k''$ , не прибегая к непосредственному интегрированию по элементарной полоске, можно при помощи (23) получить аналитическое выражение для функции  $I_k^a$ . Поскольку направление вектора  $\bar{n}^a$  выбираем произвольно, угол  $\varphi_k''$ , определяемый соотношением (22), может в общем случае быть комплексным.

В разделе 3.2 рассмотрены дифракционные коэффициенты решения трехмерной задачи дифракции и показано, что они равны дифракционным коэффициентам трехмерной задачи.

В разделе 3.2.1 показано, что при интегрировании физоптической компоненты токов по поверхности трехмерного рассеивателя стремление к нулю дифракционных коэффициентов является очень важным неотъемлемым свойством данной задачи. Более того, попытки обойти это стремление к нулю может привести к неверным результатам. Показано, что стремление к бесконечности отдельных дифракционных коэффициентов компонентов физической оптики компенсируется стремлением к нулю интеграла по замкнутому контуру для случая трехмерного рассеивателя.

Результаты третьей главы опубликованы в работах соискателя [1, 2, 16 – 17].

**В четвертой главе** при помощи разных эвристических подходов получено эвристическое решение задачи дифракции на идеально проводящем плоском угловом секторе (Рис. 10).

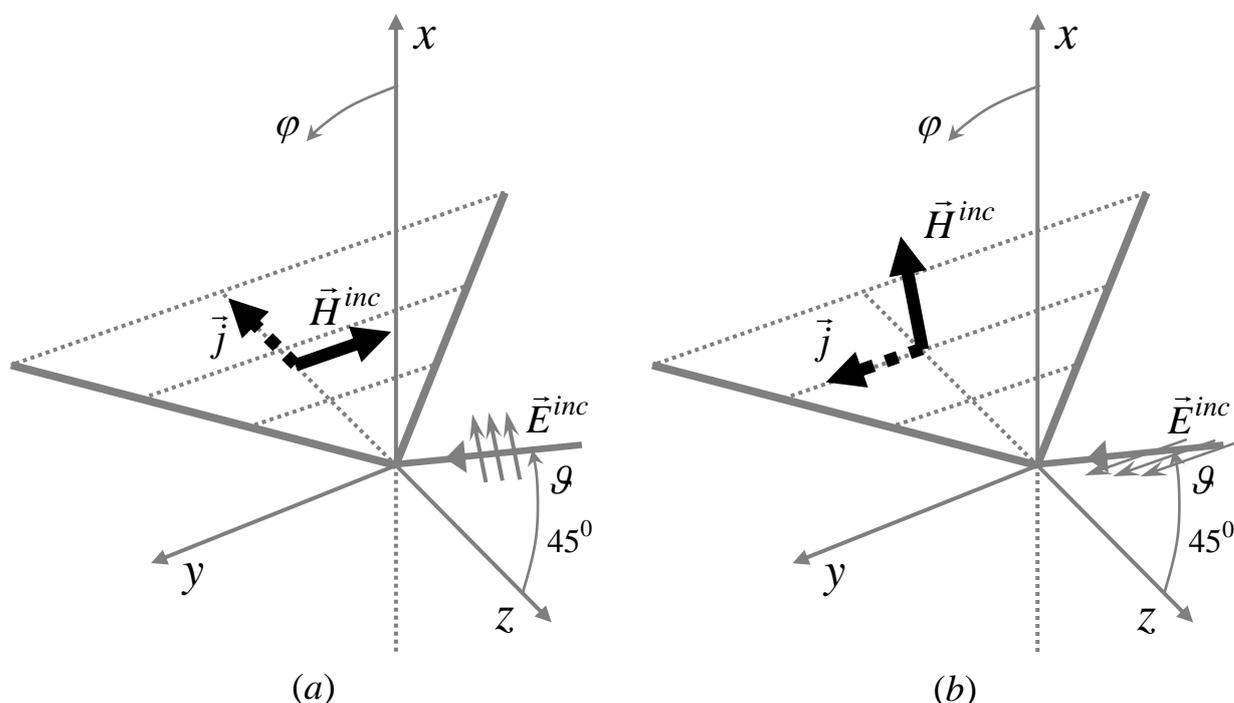


Рис. 10

Падение волны на плоский угловой сектор: поляризации вектора магнитного поля падающих волн и наводимые поверхностные токи.

Найдем эвристические формулы для коэффициентов передачи по поляризациям  $D$  в соответствии с выражениями [Klinkenbusch L., “Electromagnetic Scattering by a Quarter Plane”, Proc. of the 2005 IEEE APS Int. Symp., 3-8 July 2005, vol. 3B, p. 163]:

$$\begin{pmatrix} E_{\vartheta}^{\infty} \\ E_{\varphi}^{\infty} \end{pmatrix} = \frac{\exp(ikR)}{kR} \begin{pmatrix} D_{\vartheta\vartheta} & D_{\vartheta\varphi} \\ D_{\varphi\vartheta} & D_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\vartheta}^{inc} \\ E_{\varphi}^{inc} \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Здесь  $E$  - компоненты векторов падающего и рассеянного полей. Нижние индексы соответствуют обозначениям ортов соответствующих углов, верхние обозначают падающее ( $inc$ ) поле и рассеянное ( $\infty$ ) в точке наблюдения на большом расстоянии  $R$  от рассеивателя.

В разделе 4.1 получено эвристическое решение задачи дифракции на идеально проводящем плоском угловом секторе в приближении физической оптики. Ключевой задачей для расчета дифракции на плоском угловом секторе является задача дифракции на плоском многоугольнике при выполнении условия дальней зоны (рис. 11).

Постановка задачи в приближении физической оптики соответствует (15) – (17). На первом этапе находим дифракцию на объекте конечного размера, на втором этапе выделяем вершинные волны в приближении физической оптики.

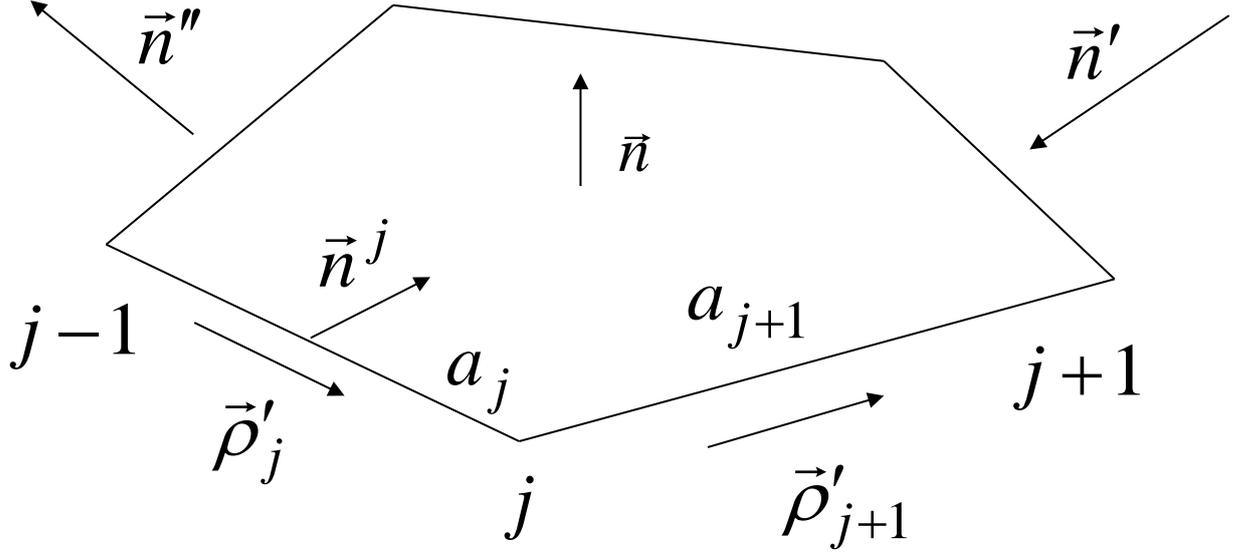


Рис. 11

Падение электромагнитной волны на плоский многоугольник.

Если контур представляет собой многоугольник с  $N$  вершинами, тогда:

$$I_j = \frac{i}{k|\bar{\Delta}|^2} \int_0^{a_j} (\bar{\Delta}, \bar{n}^j) \exp\{ik(\bar{\Delta}, t\bar{\rho}'_j)\} dt = \frac{ia_j(\bar{\Delta}, \bar{n}^j) \exp\{ik(\bar{\Delta}, \bar{\rho}_j)\} - \exp\{ik(\bar{\Delta}, \bar{\rho}_{j-1})\}}{k|\bar{\Delta}|^2 ik(\bar{\Delta}, \bar{\rho}_j - \bar{\rho}_{j-1})},$$

или  $I = \sum_{j=1}^N I_j$ ,  $I_j = \frac{ia_j(\bar{\Delta}, \bar{n}^j) \sin[(\Phi_j - \Phi_{j-1})/2]}{k|\bar{\Delta}|^2 (\Phi_j - \Phi_{j-1})/2} \exp\{i(\Phi_j + \Phi_{j-1})/2\}$ , (25)

где  $\Phi_j = k(\bar{\Delta}, \bar{\rho}_j)$  – фаза сигнала  $j$ -ой вершины с направляющим вектором  $\bar{\rho}_j$ ,  $a_j$  – длина  $j$ -ой стороны многоугольника (расположенной между  $j-1$ ой и  $j$ -ой вершинами).

Если точка наблюдения расположена на дифракционном конусе, когда  $(\bar{\Delta}, \bar{\rho}') = 0$ , тогда:

$$\bar{\Delta} \parallel \bar{n}^j, \quad |\bar{\Delta}| = |(\bar{\Delta}, \bar{n}^j)|, \quad (\bar{\Delta}, \bar{n}^j) = (\bar{n}', \bar{n}^j) - (\bar{n}'', \bar{n}^j) = \sin \beta (-\cos \varphi_0 - \cos \varphi), \quad (26)$$

где  $(\varphi_0 + \pi)$  и  $\varphi$  – углы между проекциями направляющих векторов  $\bar{n}'$  и  $\bar{n}''$  на плоскость, перпендикулярную  $\bar{\rho}'$ , и внутренней нормалью  $\bar{n}^j$  к контуру  $C$ ,  $\beta$  – угол между  $\bar{n}'$  (или  $\bar{n}''$ ) и  $\bar{\rho}'$  (эти вектора составляют одинаковый угол с кромкой, поскольку на дифракционном конусе не только  $\bar{n}'$ , но и  $\bar{n}''$  направлен вдоль образующей конуса, которая задается вектором  $\bar{n}'$ ). И, наконец, получаем

$$I_j = \frac{ia_j \exp\{i\Phi_j\}}{k(\vec{\Delta}, \vec{n}^j)} = \frac{-ia_j \exp\{i\Phi_j\}}{k \sin \beta (\cos \varphi_0 + \cos \varphi)}, \quad (27)$$

при этом  $\Phi_{j-1} = \Phi_j$ .

В формулах (25)  $I_j$  представляет собой вклад  $j$ -ой стороны. В этом выражении фигурируют две фазы прилегающих к стороне вершин. Сумму из (25) можно преобразовать таким образом (см. также Приложение 1):

$$I = \sum_{j=1}^N I_j = \sum_{j=1}^N I^j, \text{ где } I^j = \frac{\exp\{i\Phi_j\}}{k^2 |\vec{\Delta}|^2} \left[ \frac{(\vec{\Delta}, \vec{n}^j)}{(\vec{\Delta}, \vec{\rho}'_j)} - \frac{(\vec{\Delta}, \vec{n}^{j+1})}{(\vec{\Delta}, \vec{\rho}'_{j+1})} \right]. \quad (28)$$

В эвристических методах двумерные решения используются для решения трехмерных задач. При этом кромка берется конечного размера. Если на ней есть точка стационарной фазы, то эвристическое решение задачи дифракции на кромке можно найти, проведя интегрирование вдоль кромки. Если выполняется условие дальней зоны, то фаза сигнала на кромке будет постоянна.

Однако может быть ситуация, когда точка стационарной фазы на кромке отсутствует. В этом случае эвристическое решение можно построить, проведя на поверхности рассеивателя «условную» кромку (линию на поверхности рассеивателя), которая является образующей дифракционного конуса для заданных положений источника и точки наблюдения (см. рис. 12).

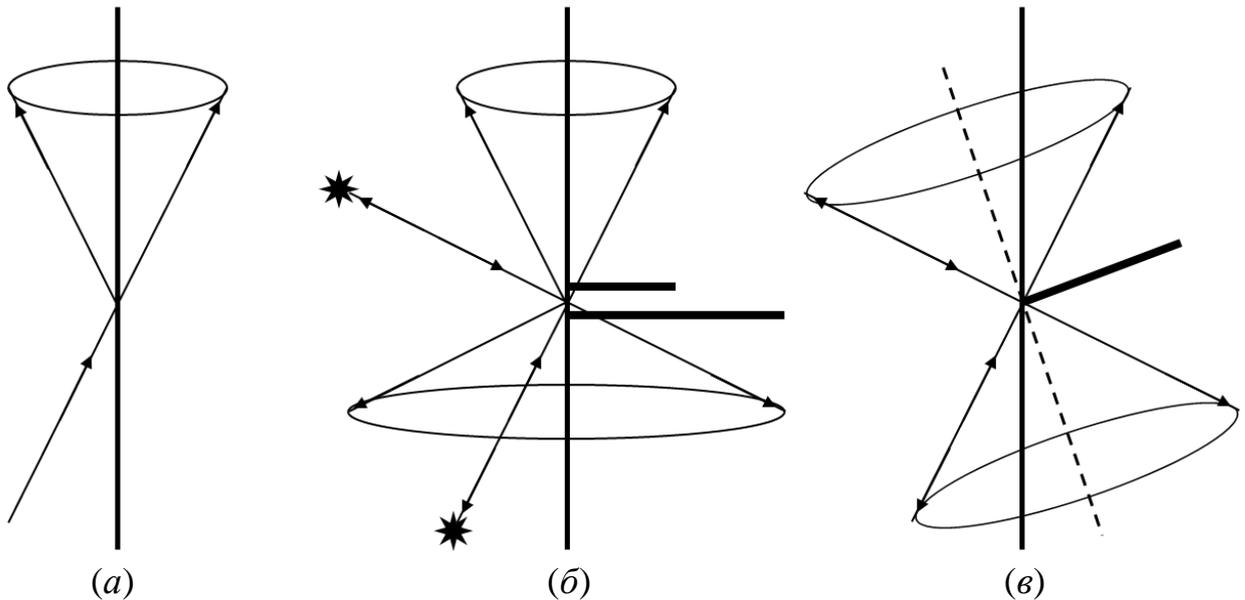


Рис. 12

Применение решения на условной кромке.

Такой подход позволяет напрямую использовать двумерные дифракционные коэффициенты на «условной кромке», что гарантирует

выполнение принципа взаимности и дает возможность строить эффективные эвристические аналитические формулы.

В методе физической оптики (как следует из (17)) деление поляризаций происходит относительно вектора нормали к рассеивателю (рис. 13).

Помимо условной кромки, при построении решения применяются строгие формулы двумерного решения задачи дифракции. Они основаны на типах поляризации (TE) или (TH) с векторами  $\vec{E}$  или  $\vec{H}$ , перпендикулярными кромке. Известные формулы для наклонного падения из книги [М. Борн, Э. Вольф Основы оптики. М.: Наука, 1973] (рис. 14) модифицируем, навязав выполнение условия дальней зоны. Результирующие формулы при этом существенно упрощаются. Если считать, что на кромках трехмерного тела поле соответствует двумерной задаче, то рассеянное поле соответствует методу эквивалентных контурных токов (МЭКТ).

В разделе 4.2 получено эвристическое решение задачи дифракции на идеально проводящем плоском угловом секторе в приближении метода эквивалентных контурных токов (МЭКТ).

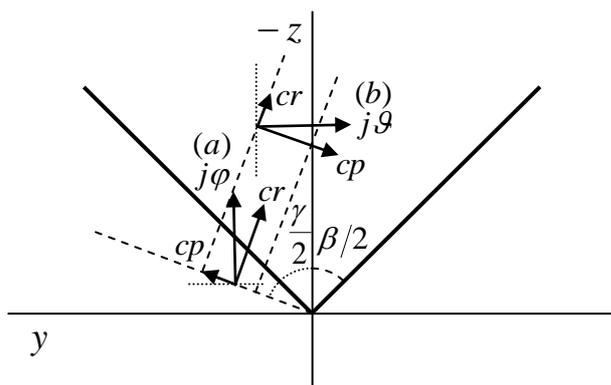


Рис. 13  
Разложение тока ФО  
для «условной» кромки.

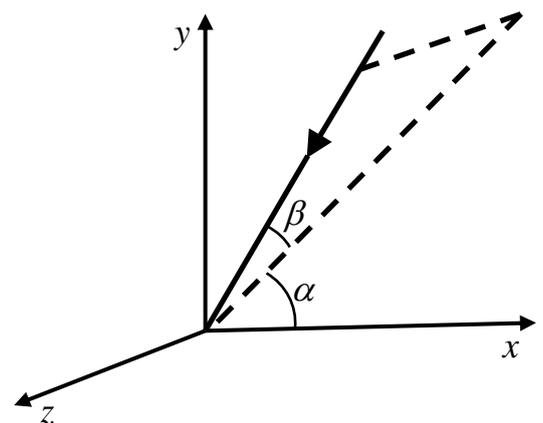


Рис. 14  
Наклонное падение на кромку  $z$   
полуплоскости  $y=0, x>0$ .  
Углы  $\alpha$  и  $\beta$  – геометрические  
параметры падающей волны.

Результаты расчета по эвристическим формулам ФО и МЭКТ приведены на рис. 15.

Приближение метода физической оптики (а), (б) дает большие ошибки, поскольку перекрестные поляризации  $D_{\varphi\vartheta}$  и  $D_{\vartheta\varphi}$  в системе координат, показанной на рис.10, получаются равными нулю. Кривые, характеризующие приближение метода эквивалентных контурных токов (в), (г), лучше соответствуют результатам строгого расчета.

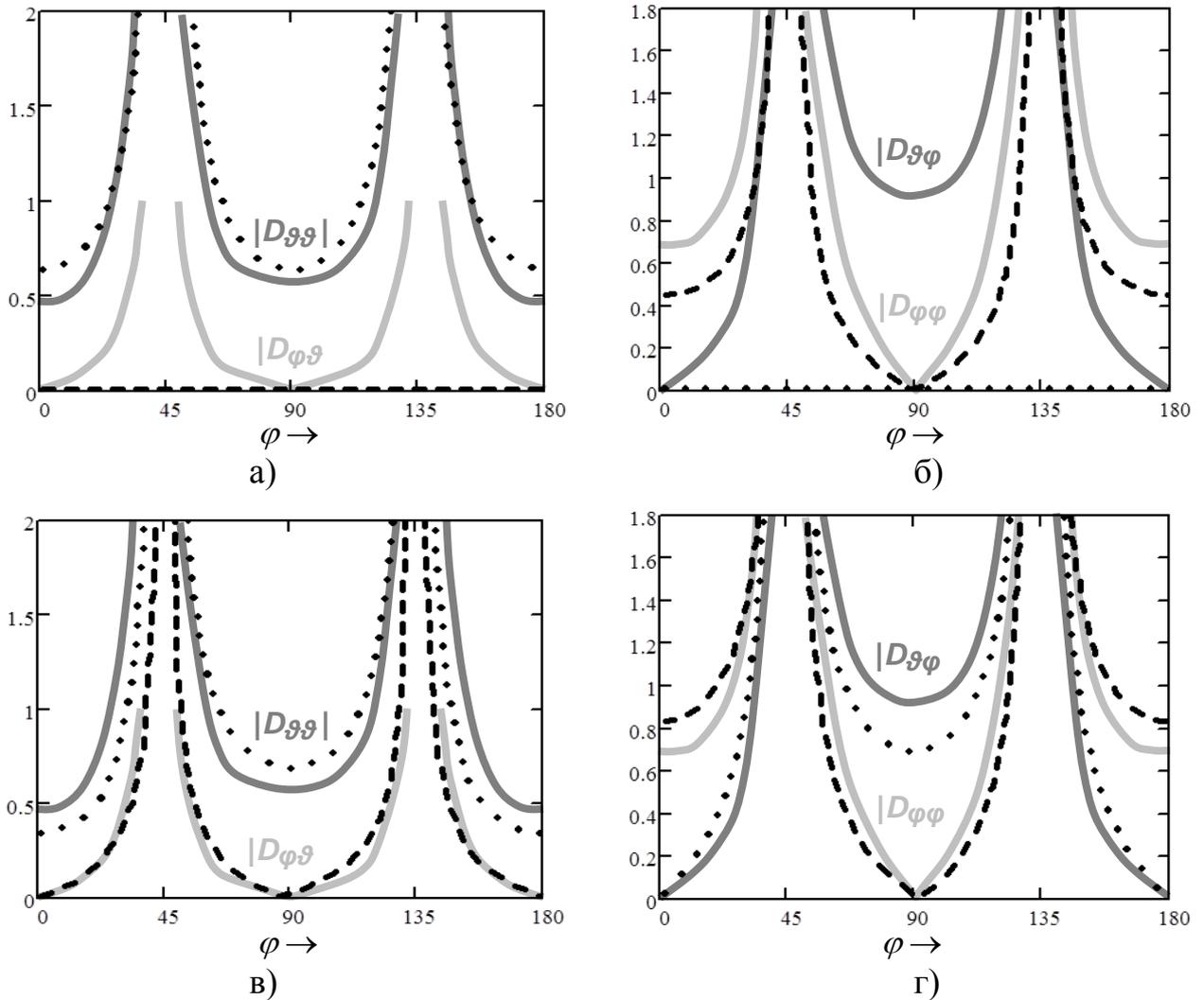


Рис. 15

Результаты расчета коэффициентов  $D$  по эвристическим формулам и их сравнение со строгими результатами [Klinkenbusch, 2005] (сплошная серая линия). По горизонтали отложен угол точки наблюдения  $\varphi$  (см. рис. 10) в град.

Для построения аналитического решения задачи дифракции на идеально проводящем плоском угловом секторе в диссертации применяем несколько эвристических подходов. Это приближение физической оптики (ФО), метод эквивалентных контурных токов (МЭКТ) и (МЭКТ-ФО). Приближение МЭКТ-ФО строим, заменяя в приближении МЭКТ на условной кромке числители дифракционных коэффициентов решения МЭКТ на физоптические. Знаменатели дифракционных коэффициентов оставляем такими, какими они получаются в выражениях для интегралов  $I$  (25) или (27).

В разделе 4.3 проведена верификация формул ФО и МЭКТ и получено модифицированное решение МЭКТ (ММЭКТ) при помощи уточняющих функциональных коэффициентов. На рис. 16 (а) схематически показана кромка (сплошная черная линия) и невозмущенное поле (сплошная серая

линия). Методы ГТД и МКВ учитывают лишь поперечное по отношению к кромке возмущение поля (показано точками). В задаче дифракции на плоском угловом секторе (рис. 16 (б)) мы вводим понятие продольного по отношению к кромке возмущения поля (серые штрихи) и предлагаем эвристическое описание этого явления.

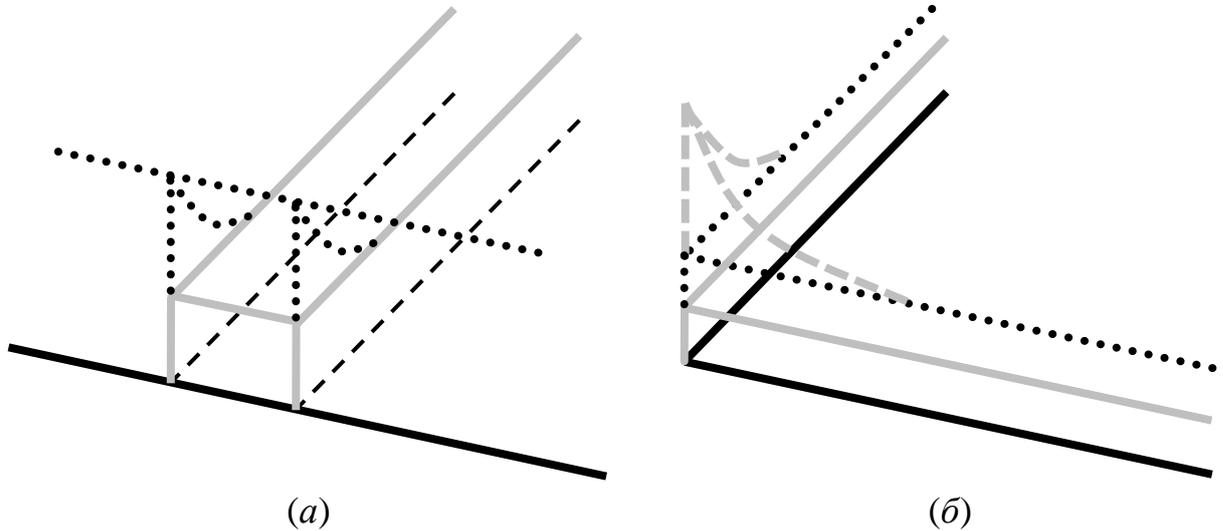


Рис. 16

Возмущение поля вблизи кромки полуплоскости и дополнительное возмущение поля вблизи вершины плоского углового сектора.

Сравним между собой выражения для строгих ( $f$  и  $g$ ) и физоптических ( $f^0$ ,  $g^0$ ) дифракционных коэффициентов:

$$f = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi_0}{2}}{\cos \varphi + \cos \varphi_0}, \quad g = \frac{-2 \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi_0}{2}}{\cos \varphi + \cos \varphi_0}, \quad f^0 = \frac{\sin \varphi_0}{\cos \varphi + \cos \varphi_0}, \quad g^0 = \frac{-\sin \varphi}{\cos \varphi + \cos \varphi_0}. \quad (29)$$

В локальных координатах «условной кромки»  $\varphi\gamma$  и  $\varphi\gamma_0$ , сравнивая между собой выражения для дифракционных коэффициентов (29), получаем корректирующие коэффициенты  $cr\gamma$  и  $cr\gamma$  для ТН и ТЕ поляризаций при нормальном падении на «условную кромку»:

$$\frac{f(\varphi\gamma, \varphi\gamma_0)}{f^0(\varphi\gamma, \varphi\gamma_0)} \rightarrow cr\gamma = \frac{\sin \frac{\varphi\gamma}{2}}{\cos \frac{\varphi\gamma_0}{2}} \text{ (ТН)} \quad \text{и} \quad \frac{g(\varphi\gamma, \varphi\gamma_0)}{g^0(\varphi\gamma, \varphi\gamma_0)} \rightarrow cr\gamma = \frac{\cos \frac{\varphi\gamma_0}{2}}{\sin \frac{\varphi\gamma}{2}} \text{ (ТЕ)}. \quad (30)$$

Решение в приближении МЭКТ, модифицированное при помощи выражений (30), показано на рис. 17.

Физическое объяснение эффективности воздействия коэффициентов (30) на решение заключается в том, что в приближении ГТД и МКВ (или МЭКТ) токи на кромке берут постоянными, а в приближении модифицированного МЭКТ (которое назовем ММЭКТ) применение коэффициентов (30) позволяют учесть возмущение токов МЭКТ вблизи конца кромки.

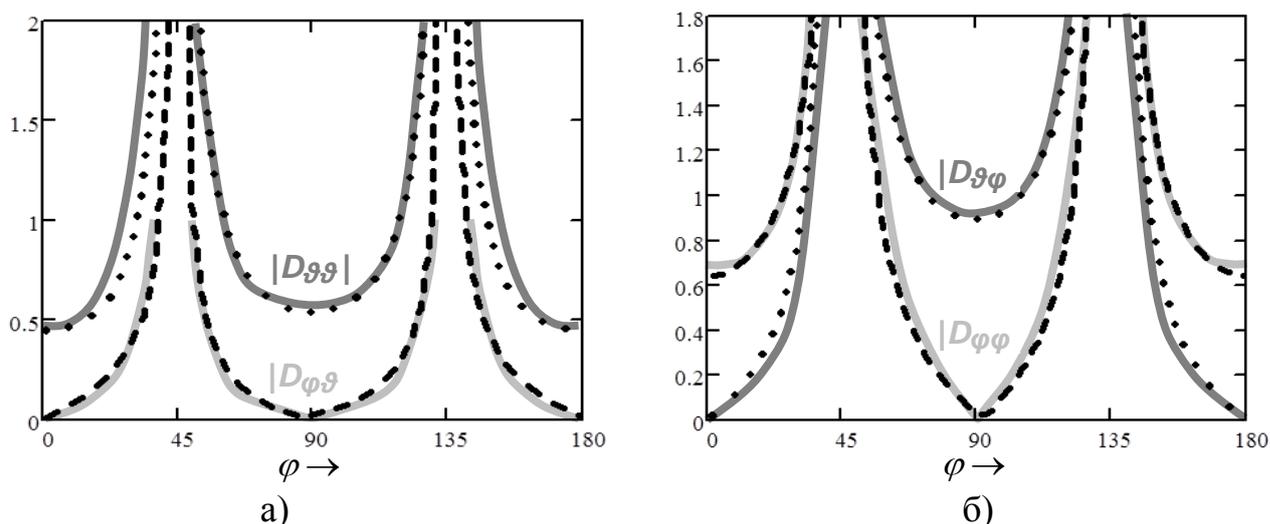


Рис. 17

Решение в приближении МЭКТ с коррекцией путем умножения коэффициентов  $D$  на функцию  $(\text{српн})^{\pm 0.7}$  с нормировкой существенно улучшает совпадение с результатами из [Klinkenbusch, 2005]. По горизонтали отложен угол точки наблюдения  $\varphi$  (см. рис. 10) в град.

В разделе 4.4 рассмотрены пределы применимости эвристических подходов при расчете дифракции электромагнитных волн на многогранниках и других рассеивателях.

Результаты четвертой главы опубликованы в работах соискателя [10, 29, 30, 42].

**В пятой главе** рассмотрено применение решений метода обобщенного эйконала для тел с неидеальными граничными условиями и построено обобщенные дифракционные коэффициенты для дифракции поля произвольной физической природы на рассеивателе с плоскими или клиновидными кромками. В разделе 5.1 описано получение эвристического решения ОДК на основе дифракционного коэффициента для идеально проводящей полуплоскости и коэффициентов отражения и прохождения  $R$  и  $T$ , описывающих взаимодействие плоской волны с безграничной поверхностью. Обсуждаются различные способы применения полученного эвристического решения.

В соответствии с МОЭ решение задачи дифракции на двумерном идеально проводящем рассеивателе (8) можно рассмотреть во вспомогательной области. Эта область состоит из верхней и нижней полуплоскости, граница между полуплоскостями соответствует границе рассеивателя. Такое представление позволяет дать решению физическую интерпретацию. Считаем, что верхняя полуплоскость соответствует листу, связанному с

падающим полем, нижняя – с отраженным полем. Вдали от границы «свет-ть» нетрудно получить выражение с дифракционными коэффициентами:

$$fg(R, T, n, \varphi, \varphi_0) = \frac{\sin \frac{\pi}{n}}{n} \left( \frac{1-T}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi - \varphi_0}{n}} + \frac{R}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\varphi + \varphi_0}{n}} \right). \quad (31)$$

В случае идеально проводящей полуплоскости  $n=2$ ,  $T=0$ ,  $R=\pm 1$ , и (31) переходит в (29). Назовем это приближение обобщенным дифракционным коэффициентом (ОДК).

Аналогичное представление дифракционного коэффициента можно получить и для приближения физической оптики.

Такие эвристические представления были известны и ранее, но в данной работе далее будет показано, что строгое решение не соответствует ни приближению ОДК, ни ФО, а занимает промежуточное положение между ними. Степень соответствия строгого решения зависит от прозрачности рассеивателя.

Результаты пятой главы опубликованы в работах соискателя [12, 34].

**В шестой главе** изложены основы метода базовых компонентов (МБК), относящегося к физической теории дифракции.

В разделе 6.3 описаны основы МБК, к которым относятся двумерное интегральное представление решения на основе МОЭ и трехмерное решение для дифракции на идеально проводящей плоской пластине в приближении ФО.

В данной главе сформулированы основы нового метода, относящегося к физической теории дифракции – метода базовых компонентов (МБК). При построении трехмерного решения задачи дифракции в МБК за основу берут базовые компоненты из заранее подготовленного набора. Базовые компоненты – это фрагменты формул, найденные из анализа математически строгих аналитических решений простейших задач, а также в процессе верификации. Верификация – это процедура проверки точности решений МБК при помощи сравнения формул со строгим решением. При этом может осуществляться и «настройка» решения, т.е. его видоизменение с целью повышения точности, что обеспечивает повышенную точность МБК по сравнению с ГТД и МКВ. В дальнейшем формулы МБК используют автономно от верификационного решения.

К базовым решениям относится трехмерное решение ФО (25), формула  $v(\psi)$  (8), в том числе дифракционные коэффициенты (29), коэффициенты  $R$  и  $T$ , описывающие взаимодействие волны с безграничной плоской поверхностью, корректирующие коэффициенты  $f/f^0$  (30), описывающие продольное по отношению к кромке возмущение поля.

В разделе 6.6 описаны дифракционные коэффициенты в приближении ФО и ОДК, и построено решение для дифракции электромагнитной волны на полупрозрачной полуплоскости на основе этих формул.

Построим эвристическое решение для задачи дифракции электромагнитной волны ТН- поляризации на полупрозрачной полуплоскости с граничными условиями типа тонкого слоя:

$$\begin{cases} H_{x+} - H_{x-} = -Z^{-1}E_z, \\ E_{z+} = E_{z-} = E_z \end{cases}, \quad (32)$$

где импеданс  $Z=iX$ ,  $X$  – параметр,  $i$  – мнимая единица. Здесь знаки «+» и «-» соответствуют областям  $y>0$  и  $y<0$  соответственно (см. рис. 18).

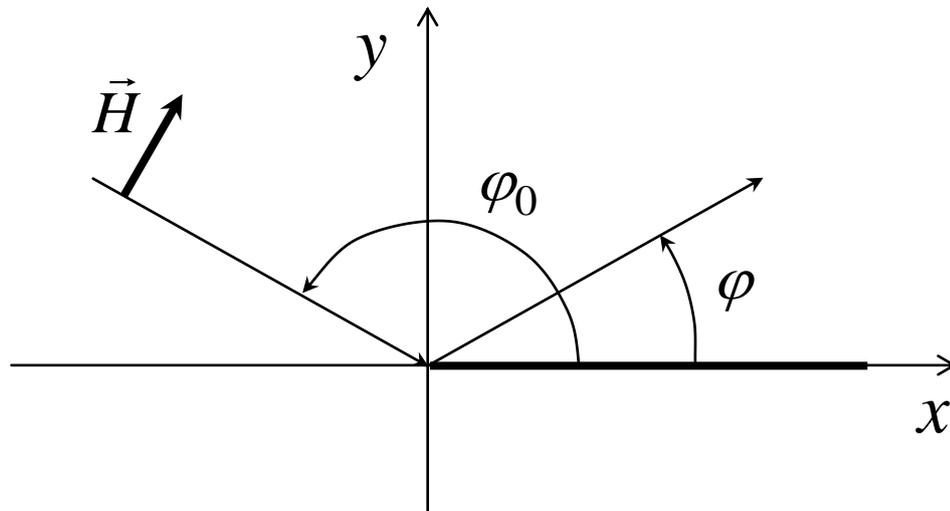


Рис. 18

Геометрия двумерной задачи дифракции для нормального падения электромагнитной волны на полупрозрачную полуплоскость  $y=0, x>0$ .

Коэффициенты отражения и прохождения  $R$  и  $T$  для задачи взаимодействия волны с плоской безграничной поверхностью с граничными условиями (32):

$$R = \frac{W_0}{-2i \sin(\varphi_0)X - W_0}, \quad W_0 = 120\pi, \quad (33)$$

$$T = 1 + R. \quad (34)$$

Построим для полупрозрачной полуплоскости эвристические дифракционные коэффициенты в приближении ОДК ( $fg$ ) и ФО ( $fg^0$ ):

$$fg(R, T, \varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left( \frac{1-T}{-\cos \frac{\varphi-\varphi_0}{2}} + \frac{R}{-\cos \frac{\varphi+\varphi_0}{2}} \right), \quad (35)$$

$$fg^0(R, T, \varphi, \varphi_0) = \frac{1}{2} \left[ (1-T) \frac{\sin \frac{\varphi-\varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi-\varphi_0}{2}} + R \frac{\sin \frac{\varphi+\varphi_0}{2}}{-\cos \frac{\varphi+\varphi_0}{2}} \right]. \quad (36)$$

В этих формулах фигурируют углы  $\varphi$  и  $\varphi_0$ , показанные на рис. 18.

Эвристические дифракционные коэффициенты (35) и (36) имеют ясный физический смысл. Он заключается в том, что с точностью до постоянного множителя  $(1-T)$  выражение (35) (ОДК) характеризует максимально сильное возмущение поля на кромке, которое соответствует случаю рассеяния ТН-поляризованной волны на идеально проводящей полуплоскости ( $f$  из (29)), а выражение (36) (ФО) характеризует рассеяние ТН-волны на полуплоскости, поле которой не имеет возмущения вблизи кромки ( $f^0$  из (29)).

Сравним эвристические зависимости (35) и (36) с верификационным решением (которое обозначим  $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ ). Аналитические выражения для коэффициентов  $R$  и  $T$  (33), (34) соответствующие граничным условиям (32), и результаты расчета верификационного решения  $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ , основанного на методе Винера – Хопфа, были предоставлены С.Е. Банковым.

По мере изменения параметра  $X$  от 0 до бесконечности коэффициент отражения  $R$  меняется от  $-1$  до  $0$ . Поэтому можно считать, что параметр  $X$  характеризует прозрачность рассеивателя. Чем больше  $X$ , тем больше прозрачность. Исследуя поведение строгого решения, можно убедиться, что по мере увеличения прозрачности строгое решение смещается от решения ОДК к физоптике.

Это смещение можно описать при помощи переходной функции:

$$cx(X, \varphi) = 1 - x(X) \left\{ 1 - \cos \left[ \frac{\pi - \varphi}{1 + x(X)} \right] \right\}, \quad x(X) = 1 - \exp(-0.003|X|). \quad (37)$$

При  $X \rightarrow 0$  выполняется  $x \rightarrow 0$ ,  $cx(X, \varphi) \rightarrow 1$ . При  $X \rightarrow \infty$  имеем:  $x \rightarrow 1$ ,  $cx(X, \varphi) \rightarrow \sin(\varphi/2)$ . В результате можно на основе выражений (35) и (37) построить для дифракционного коэффициента эвристическую формулу, которая при всех значениях входных параметров с высокой точностью совпадает (рис. 19) с верификационным решением  $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$ :

$$fg(R, T, \varphi, \varphi_0) \frac{cx(X, \varphi_s)}{cx(X, \varphi)} \cong fr(R, T, \varphi, \varphi_0), \quad (38)$$

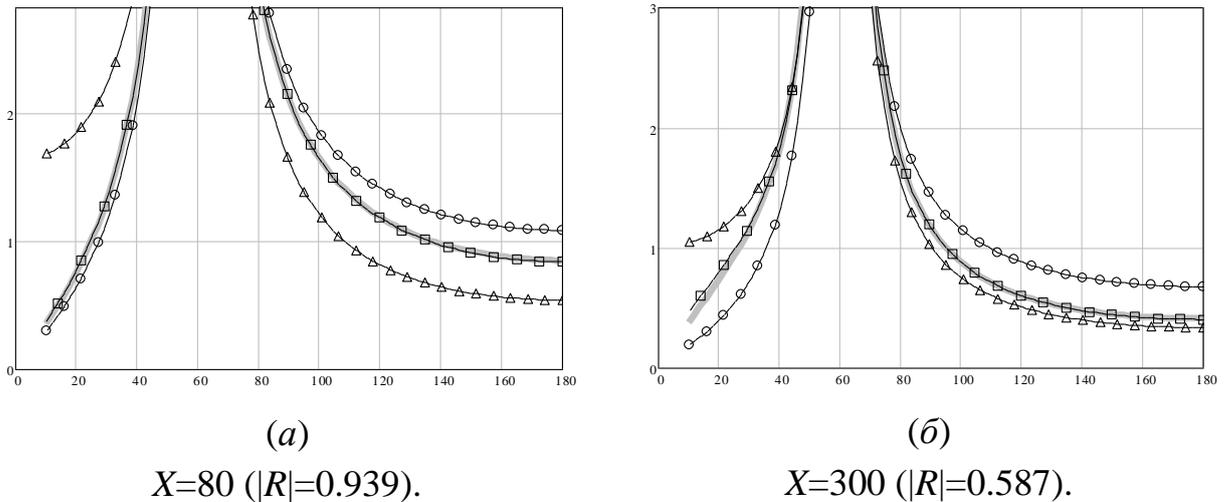


Рис. 19

Сравнение верификационной кривой  $fr(R, T, \varphi, \varphi_0)$  (серая линия) с эвристическими формулами для полупрозрачной полуплоскости: ОДК (35) (кружки), ФО (36) (треугольники) и решением (38) (квадратики). По горизонтали отложен угол точки наблюдения  $\varphi$  в град. Угол падения  $\varphi_0=120^\circ$ .

В разделе 6.12 указаны преимущества формул МБК.

Главные преимущества формул МБК.

- Точность – самое важное свойство. Формулы МБК более точны, чем формулы ГТД и МКВ. Тем не менее, нужно отметить, что для эффективного решения практических задач важно выбирать метод, дающий не максимальную, а оптимальную точность, при этом иногда бывает достаточно точности ГО и ФО.

- Простота – отличительное свойство формул МБК. Важна при проведении аналитических преобразований.

- Быстродействие – свойство, связанное с простотой формул. Быстродействие эвристических формул практически не зависит от размера рассеивателя. Это дает новую возможность при решении задач дифракции. Если для рассеивателя большого размера нельзя получить ни аналитическое, ни численное решение, можно сначала при помощи численного решения верифицировать эвристические формулы на рассеивателе меньшего размера, а затем применить их на большом рассеивателе. При увеличении размера рассеивателя точность эвристических формул только увеличится.
- Физичность (в отличие от инженерных формул) – физическая ясность.

Эвристические подходы основаны на физических понятиях (в отличие от краевой задачи математики). Применяя эвристические формулы, можно провести физическую интерпретацию численных результатов и описать новые важные физические характеристики процесса дифракции. Таким способом была найдена функция (37), описывающая зависимость решения от прозрачности.

- Автономность от вычислителя – возможность работы автономно от вычислителя 2D решения (в отличие от обычной формы МКВ, предусматривающей интегрирование 2D решения по элементарной полоске и последующее интегрирование результата вдоль кромки). Формулы, обладающие свойством автономности, можно верифицировать один раз для всех значений входных параметров, а потом уже применять без верификации.

- Гибкость – широкие возможности комбинирования базовых компонентов при перестройке геометрии задачи (например, при выполнении или невыполнении условия ДЗ).

- Универсальность – единая форма решения для сходных постановок задач (в том числе – для выдвижения удачной гипотезы поведения исследуемого решения).

Отметим отличия МБК от других подходов. От строгих методов МБК отличается простотой формул и универсальностью подхода. От ГТД и МКВ МБК отличается точностью. От инженерных подходов или использования в расчетах предварительно полученных баз данных МБК отличается физичностью (ясный смысл всех компонентов эвристических формул позволяет проводить физическую интерпретацию строгого решения и осуществлять углубленное изучение процесса дифракции).

Результаты шестой главы опубликованы в работах соискателя [14, 37, 39].

**В приложениях** собраны формулы, на основе которых строятся эвристические решения, а также указаны возможные области применения этих решений.

В приложении 1 описано применение теоремы Стокса при решении задач дифракции. Сведение интеграла по площади к интегралу по контуру и выделение сингулярных выражений для дифракционных коэффициентов позволяет установить связь между двумерными и трехмерными задачами теории дифракции. Изменение порядка суммирования слагаемых в

контурном интеграле позволяет получить выражения для вершинных волн. Исследование выражения для градиента фазы позволяет в дальнейшем (см. Приложение 3) сформулировать концепцию «условной кромки».

В приложении 2 описано строгое аналитическое решение двумерной задачи дифракции на полуплоскости. Применение «навязанного» условия дальней зоны позволяет получать эффективные аналитические формулы.

В приложении 3 описан подход «условная кромка», на основе которого можно строить аналитические эвристические формулы, заведомо удовлетворяющие принципу взаимности и позволяющие непосредственно применять аналитические формулы из решений двумерных задач дифракции без интегрирования по элементарным полоскам.

В приложении 4 приведена подробная сводка формул, применяемых в задаче дифракции на плоском угловом секторе.

В приложении 5 изложены свойства интеграла Френеля.

В приложении 6 изложены свойства обобщенного интеграла Френеля.

В приложении 7 изложена классическая теория дифракции электромагнитной волны на полупрозрачной пластине в приближении физической оптики.

В приложении 8 изложена детерминированная теория распространения радиоволн в городских условиях, которая экономит вычислительные ресурсы и позволяет построить уточненную теорию многолучевого распространения.

В приложении 9 изложен способ построения аналитического эвристического решения задачи рассеяния, пригодного для расчета дифракции упругой волны в частотной или временной области.

В приложении 10 при помощи аналитического эвристического решения и численного решения исследована задача дифракции электромагнитной волны на трехмерном идеально проводящем рассеивателе.

## **ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ**

1. Разработан новый метод обобщенного эйконала (МОЭ) – метод получения интегрального представления поля при помощи теории конформных отображений. Данное решение представляет собой обобщение интегрального представления Зоммерфельда на более широкий класс рассеивателей, в том числе – на рассеивателях с размерным параметром.

2. Новый метод позволяет строить приближенные аналитические решения задач дифракции на двумерных полубесконечных идеально проводящих

рассеивателях с линейно ломаной границей. При помощи МОЭ получены эвристические аналитические решения задач дифракции электромагнитной волны на полупластине и усеченном клине, справедливые, в том числе, при малых значениях размерного параметра и при стремлении его к нулю.

3. Предложена и разработана методика нахождения аналитического решения задачи дифракции на трехмерном рассеивателе без проведения непосредственного интегрирования по элементарной полоске. Решение находят при помощи подстановки в заранее известное аналитическое решение двумерной задачи специальных угловых параметров – «комплексных углов».

4. Предложены и обоснованы корректирующие коэффициенты, позволяющие повысить точность решения задач дифракции на многогранниках методом эквивалентных контурных токов. При этом получаются аналитические выражения, форма которых намного проще, чем у строгого аналитического решения.

5. Предложена и реализована методика «условной кромки», позволяющая строить трехмерные решения при помощи непосредственной подстановки в них двумерных дифракционных коэффициентов и получать аналитические решения трехмерных задач дифракции с гарантированным выполнением принципа взаимности и без интегрирования по элементарным полоскам.

6. Предложены и обоснованы корректирующие амплитудные коэффициенты, описывающие «продольное» по отношению к кромке возмущение поля и позволяющие повысить точность аналитического эвристического решения задачи дифракции на плоском угловом секторе методом МЭКТ, в результате чего получается решение трехмерной задачи дифракции в приближении модифицированного метода эквивалентных контурных токов – ММЭКТ.

7. Предложен и реализован метод приближенного представления дифракционных волновых полей в задачах рассеяния на полупрозрачных полубесконечных структурах при помощи функции прозрачности, основанный на комбинировании двумерных дифракционных коэффициентов в приближении ОДК и ФО.

8. Предложен и обоснован метод базовых компонентов (МБК), предназначенный для получения эффективных автономных аналитических эвристических решений практических трехмерных задач дифракции. Метод обеспечивает комплексный учет всех входных параметров при помощи набора базовых компонентов, каждый из которых описывает какую-либо характеристику процесса дифракции.

9. Предложен и обоснован способ получения эвристического решения задачи дифракции упругой волны на неоднородности в среде распространения. При этом применяют различные компоненты МБК, а также переход из временной области в частотную.

10. Предложена и обоснована детерминированная теория распространения радиоволн в условиях городской застройки, основанная на сочетании элементов теории распространения радиоволн, дифракции и антенн.

## ПУБЛИКАЦИИ СОИСКАТЕЛЯ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

### Статьи в журналах из рекомендованного перечня ВАК РФ

1. **M.V. Vesnik**, P.Y. Ufimtsev "An Asymptotic Feature of Corner Waves Scattered by Polygonal Plates", *Electromagnetics*, Vol. 12, NN 3-4, pp. 265-272, Jul.-Dec. 1992

2. **М.В. Весник** "Использование двумерных решений в трехмерных задачах", *Радиотехника и электроника*, 1993, т. 38, стр. 1416-1423

3. **М.В. Весник** "Новый метод аналитического решения двумерных задач теории дифракции", *Журнал радиоэлектроники*, № 8, 1999 (электронный журнал) [http://jre.cplire.ru/win/aug\\_99/2/text.html](http://jre.cplire.ru/win/aug_99/2/text.html)

4. **М.В. Весник** "Аналитическое решение краевой задачи для уравнения Гельмгольца", *Радиотехника и электроника*, 2000, т. 45, № 1, стр. 66-76

5. **M.V. Vesnik** "The Analytical Solution for the Electromagnetic Diffraction on 2-D Perfectly Conducting Scatterers of Arbitrary Shape", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-49, No. 12, pp. 1638 - 1644, Dec. 2001

6. **М.В. Весник** "Аналитическое решение краевых задач теории дифракции методом обобщенного эйконала", *Радиотехника и электроника*, 2003, том 48, № 9, стр. 1078 – 1084

7. **М.В. Весник** "Аналитическое решение краевых задач для волнового уравнения с переменным волновым числом методом обобщенного эйконала", *Нелинейный мир*, т. 1, № 1 -2, 2003, стр. 59 – 63

8. **М.В. Весник** "Получение дифракционных коэффициентов для двумерного полубесконечного идеально проводящего рассеивателя при помощи метода обобщенного эйконала", *Электромагнитные волны и электронные системы*, т. 9, № 11, 2004, стр. 23 – 29

9. **М.В. Весник** «Аналитическое решение задачи дифракции электромагнитной волны на двумерной идеально проводящей полупластине при помощи метода обобщенного эйконала», *Радиотехника и электроника*, 2008, том 53, № 2, с. 144–156.

10. **М.В. Весник** «О возможности построения уточненного эвристического решения в задаче дифракции на плоском угловом секторе», Радиотехника и электроника, 2011, том 56, № 5, с. 573 – 586

11. **М.В. Весник**, «Аналитическое решение двумерной задачи дифракции электромагнитной волны на усеченном клине», Радиотехника и электроника, 2012, т. 57, № 10, стр. 1053 – 1065

12. **М.В. Весник**, «Построение эвристических дифракционных коэффициентов в аналитических решениях задач рассеяния волновых полей разной физической природы на плоских многоугольных пластинах со сложными граничными условиями», Радиотехника и электроника, 2014, т.59, №6, с.543 – 551

13. **Vesnik M.V.**, “Efficiency of Different Heuristic Approaches to Calculation of Electromagnetic Diffraction by Polyhedrons and other Scatterers”, Radio Science, Volume 49, Issue 10, October 2014, Pages 945–953, ссылка на статью: doi: 10.1002/2014RS005520

14. **М.В. Весник**, «Физическая интерпретация математически строгого решения задачи дифракции при помощи эвристических формул», Современная математика. Фундаментальные направления. Том 62 (2016). с. 32 – 52

15. **М. В. Весник**, «Физическая интерпретация численного решения задачи дифракции электромагнитной волны на плоском идеально проводящем рассеивателе», Журнал радиоэлектроники, № 4, 2017 (электронный журнал) <http://jre.cplire.ru/jre/apr17/7/text.pdf>

#### **Доклады на конференциях**

16. **M.V. Vesnik** and P.Y. Ufimtsev, "A New Asymptotic Feature of the Field Scattered by Polygonal Plates", Program and Abstracts of the 1991 North American Radio Science Meeting, URSI, London, Canada, p. 176

17. **M.V. Vesnik** "The Using of Two - Dimensional Solutions in Three - Dimensional Problems for Scatterers of Arbitrary Properties" Conference Proceedings, Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Kharkov, Ukraine, 7-10 Sept. 1994, pp. 465-468

18. **M.V. Vesnik** "Elimination of Infinites in Diffraction Coefficients of Physical Optics Current's Components for a Shadow Contour of a Scatterer", Proceedings of the 1995 International Symposium on Electromagnetic Theory, pp. 407-409, St. Petersburg, Russia, May 23-26, 1995

19. **М.В. Весник** "Аналитическое решение краевой задачи для уравнения Гельмгольца", Труды VII Всероссийской школы-семинара "Физика и применение микроволн", том 1, стр. 75, Красновидово, Московская область, 24-30 мая 1999г.

20. **M.V. Vesnik** "The Analytical Solution for the Electromagnetic Diffraction on 2-D Perfectly Conducting Scatterers of an Arbitrary Shape", Proceedings of AP 2000 Millenium Conference on Antennas & Propagation, Davos, Switzerland / April 9-14, 2000

21. **M.V. Vesnik** "Analytical solution for electromagnetic diffraction on 2-D half-plate with finite thickness", *12<sup>èmes</sup> Journées Internationales de Nice sur les Antennes (12<sup>th</sup> International Symposium on Antennas) (JINA)*, 12-14 November 2002, Nice, France vol. 2, pp. 273 – 276.

22. **M.V. Vesnik** "2-D diffraction analytical solutions based on method of generalized eikonal", *International Seminar Day on Diffraction*, Saint Petersburg, June 24 - 27, 2003, pp. 84 – 85

23. **M.V. Vesnik** "Method of generalized eikonal and new 2-D scattering analytical solutions", *IV<sup>th</sup> International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT)*, 9 - 12 September 2003, Sevastopol, Ukraine vol.1, pp.149 – 151

24. **Michael V. Vesnik** "Method of Generalized Eikonal and 2 -D Diffraction Analytical Solutions", *17th International Conference on Applied Electromagnetics and Communications - ICECom 2003*, Dubrovnik, October 1 -3, 2003, pp. 427 – 429

25. **М.В. Весник** "Метод обобщенного эйконала и возможность получения новых аналитических решений краевых задач уравнений математической физики", Тезисы докладов Третьей Всероссийской конференции "Необратимые процессы в природе и технике" 24-26 января 2005 г. – М., МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005, с.175 – 176

26. **Michael V. Vesnik** "Method of Generalized Eikonal as a New Approach to Diffraction Process Description", *International Seminar Days on Diffraction'2006*, Saint Petersburg, May 30 - June 2, 2006

27. **Vesnik M. V.**, Extension of Diffraction Theory Heuristic Methods Feasibilities by use of the Method of Generalized Eikonal, *International Conference on Antenna Theory and Techniques*, 17-21 September, 2007, Sevastopol, Ukraine pp. 214-216

28. **M.Vesnik** "Scattering Pattern Calculation in Far Zone with Use of the Method of Generalized Eikonal", *12th International Conference on Mathematical*

Methods in Electromagnetic Theory, June 29-July 02, 2008, Odesa, Ukraine pp. 235-237

29. **М.В. Весник**, «Эвристическое решение задачи рассеяния электромагнитной волны на плоском угловом секторе», Труды IV Всероссийской конференции «Радиолокация и радиосвязь», 29 ноября – 3 декабря Москва 2010 г., ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, стр. 382 – 386

30. **Vesnik M. V.** “Heuristic Approaches Application Limits for Calculation of Electromagnetic Diffraction by Polyhedrons and Other Scatterers”, Proceedings of VIII International Conference on Antenna Theory and Techniques, 20-23 September, 2011, Kyiv, Ukraine pp. 269 – 271

31. **M. V. Vesnik**, Analytical heuristic solution for the problem of elastic wave diffraction by a polygonal flat 3D scatterer, Abstracts of International conference Days on Diffraction 2013, St. Petersburg, May 27-31, 2013, p. 89

32. **М.В. Весник**, Получение эвристических дифракционных коэффициентов в задаче дифракции волнового поля на плоском многоугольном рассеивателе, Труды международной научной конференции «Излучение и рассеяние электромагнитных волн», Таганрог-Дивноморское, Россия, 24-28 июня 2013г., стр. 414-418

33. **М.В. Весник**, «Применение новых эвристических подходов для построения аналитических решений задач дифракции электромагнитных, акустических или упругих волн на трехмерных объектах со сложными граничными условиями», Труды 6-й международной научно – технической конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации», ARMIMP-2013, Российское НТОРЭС им. А.С. Попова, 15-17 сентября 2013г., Суздаль, Россия, стр. 35-39

34. **М.В. Весник**, «Новые эвристические подходы в задачах дифракции волновых полей разной физической природы на многоугольниках и многогранниках», Труды 1-ой Всероссийской Микроволновой конференции, 27-29 ноября 2013 г., ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, стр. 213-218

35. **М.В. Весник**, «Уточнение приближения физической оптики в задачах дифракции на трехмерных объектах», Труды 2-ой Всероссийской Микроволновой конференции, 26-28 ноября 2014 г., ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, стр. 443 – 448

36. **М.В. Весник**, «Детерминированная теория распространения радиоволн в условиях городской застройки», Труды Международной научной

конференции «Излучение и рассеяние ЭМВ – ИРЭМВ-2015, 28 июня – 3 июля 2015». – Ростов-на-Дону: Изд-во ЮФУ, 2015, стр. 378 – 382

37. **М.В. Весник**, «Эвристическое выражение для дифракционного коэффициента полупрозрачной полуплоскости», Сборник трудов III Всероссийской Микроволновой конференции, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 25-27 ноября 2015 г., стр. 281 – 285

38. **М.В. Весник**, «Учет влияния профиля кромок, вершин и граничных условий в физической теории дифракции», Тезисы докладов XIII молодежной научно-технической конференции «Радиолокация и связь – перспективные технологии». – Москва, ОАО Радиофизика, 3 декабря 2015г., стр. 80

39. **М.В. Весник**, «Новые возможности повышения эффективности эвристических аналитических формул в физической теории дифракции», Сборник трудов VI Всероссийской Микроволновой конференции, ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 23-25 ноября 2016 г., стр. 332 – 336

40. **Michael Vesnik**, Resonant properties of 3D electromagnetic diffraction by a flat polygon, Abstracts of International conference Days on Diffraction 2017, St. Petersburg, June 19-23, 2017, p. 148

#### **Монография, материал в книгу**

41. **M.Vesnik**, Yu.A. Kravtsov, Section 5.1.7 Diffraction by Bodies with Wedges: Method of Generalised Eikonal (MGE) in the book: Yury A. Kravtsov, Ning Yan Zhu "Theory of Diffraction: Heuristic Approaches" Alpha Science International Ltd.Oxford, U.K., 2010

42. **Michael V. Vesnik**, “The Method of the Generalized Eikonal. New Approaches in the Diffraction Theory.”, Walter de Gruyter GmbH, Berlin/Boston, 2015, ISBN 978-3-11-031112-9