

На правах рукописи

Дмитриев Алексей Валерьевич

**МНОГОКРАТНАЯ ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ-КИРХГОФА В
ЗАДАЧАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН**

01.04.03 - радиофизика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук



Иркутск - 2008

Работа выполнена в лаборатории радиофизики Отдела физических проблем при Президиуме Бурятского научного центра Сибирского Отделения РАН, г. Улан-Удэ

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
доцент Дагуров Павел Николаевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
проф. Якубов Владимир Петрович

кандидат физико-математических наук,
Кулижский Андрей Владимирович

Ведущая организация: Институт физики имени Л.В. Киренского
СО РАН

Защита диссертации состоится 11 сентября 2008 года в 12 часов на заседании диссертационного совета Д 212.074.04 при Иркутском государственном университете по адресу 664003, г. Иркутск, бульвар Гагарина, 20.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Иркутского государственного университета.

Автореферат разослан «24» июля 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук,
доцент



Мангазеев Б.В.

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Для решения многих задач распространения, дифракции и рассеяния волн различной природы, не имеющих строгих решений, широко используется теория дифракции Френеля-Кирхгофа, а также связанные с ней методы Кирхгофа и физической оптики. Привлекательная особенность теории заключается в том, что решение сразу можно записать в виде дифракционного интеграла, а сам подход к решению достаточно прост и нагляден. Несмотря на приближенность теории Френеля-Кирхгофа, многочисленные эксперименты показали, что она надежно работает, если размеры объектов, на которых происходит дифракция, велики по сравнению с длиной волны и углы дифракции малы.

В последнее время в связи с бурным развитием сотовой связи и беспроводных систем телекоммуникаций и информатики увеличился интерес к применению многократной дифракции Френеля-Кирхгофа в задачах распространения радиоволн на трассах с естественными препятствиями и в городской застройке. Впервые многократная дифракция рассматривалась в работе [1] применительно к расчету множителя ослабления на трассах с несколькими клиновидными препятствиями. В ней был предложен эвристический метод, в котором общий множитель ослабления поля радиоволн находился как произведение множителей ослабления на отдельных препятствиях, полученных из решения задачи однократной дифракции Френеля. Позднее был предложен другой метод [2], также использующий комбинацию множителей ослабления отдельных препятствий. Эти методы ввиду своей простоты до сих находят применение для оценки поля на трассах с несколькими препятствиями. Впервые строго (в смысле дифракции Френеля) многократная дифракция была рассмотрена в [3] для случая двух препятствий в виде поглощающих полуплоскостей с параллельными краями, и решение было представлено в виде суммы специальных функций - обобщенных интегралов Френеля. В последующих работах была рассмотрена задача дифракции на N полуплоскостях, которая после последовательного применения интегральных формул Гельмгольца-Кирхгофа или Релея-Зоммерфельда ко всем апертурам и применения многомерного метода стационарной фазы сводится к N -кратному дифракционному интегралу [4-7]. Были получены решения для асимптотических случаев. В дальнейшем в связи с развитием вычислительной техники был разработан ряд алгоритмов расчета дифракционных интегралов.

Все рассмотренные задачи относятся к случаю, когда края препятствий являются прямыми линиями, параллельными друг другу, что позволяет осуществить интегрирование по поперечным координатам. На практике края препятствий могут быть непараллельными друг другу или в общем случае иметь какую-либо другую форму, например, характерных для оптики круговых отверстий. Многократные дифракционные интегралы при этом будут иметь размерность $2N$, и для больших N расчет оказывается затруднительным. Вследствие этого возникает задача уменьшения размерности этих интегралов. Однако до настоящего времени такие задачи практически не рассматривались в литературе. Метод граничной дифракционной волны [8], в развитие которого внесли вклад Юнг, Магги, Рабинович и другие исследователи и который позволяет уменьшить размерность дифракционных интегралов, не был обобщен на случай многократной дифракции. Также в рамках теории Френеля-Кирхгофа не имела решения относящаяся к классу эталонных задач проблема рассеяния электромагнитных волн на проводящей ленте при произвольной ширине ленты и произвольных углах падения, при рассмотрении которой необходимо учитывать многократную дифракцию.

Таким образом, является актуальным дальнейшее развитие теории Френеля-Кирхгофа с целью расширения пределов ее применимости и разработки эффективных методов расчёта дифракционных полей.

Целью работы является дальнейшее развитие теории Френеля-Кирхгофа для решения задач многократной дифракции. Эта цель достигается как обобщением теории, так и решением некоторых новых задач распространения и дифракции волн, связанных между собой общностью метода решения. Более конкретно, для достижения цели ставятся следующие задачи:

- исследовать задачу многократной дифракции волн на нескольких полуплоскостях с произвольно ориентированными ровными краями;
- получить и исследовать обобщенную граничную волну для решения задачи многократной дифракции на последовательно расположенных экранах (отверстиях) с произвольной формой краев;
- используя метод многократной дифракции Френеля-Кирхгофа решить задачу дифракции на проводящей ленте (щели) при произвольной ширине ленты и произвольных углах падения электромагнитной волны на неё.

Научная новизна

1. Решена задача многократной дифракции Френеля-Кирхгофа на N непрозрачных полуплоскостях при произвольной ориентации их

- краев. Показано, что путем преобразования систем локальных координат $2N$ -кратный дифракционный интеграл сводится к N -кратному интегралу. Установлено, что взаимный наклон краев приводит к явлениям фокусировки и дефокусировки поля.
2. Предложен физически наглядный вывод выражения для граничной дифракционной волны в области Френеля и получена новая формула для описывающего её дифракционного интеграла. На основе выражения для волны, рассеянной элементом края, введен эффективный элементарный коэффициент дифракции. Впервые с помощью элементарного коэффициента дифракции построена теория обобщенной граничной волны при многократной дифракции Френеля-Кирхгофа, основанная на альтернативном классическому методу физическом подходе.
 3. Впервые проведено обобщение классической задачи дифракции волн на проводящей ленте на случай произвольной ширины ленты и произвольных углов падения на неё, включая скользящее падение. Решение задачи основано на рассмотрении механизмов двукратной дифракции Френеля-Кирхгофа с учетом отражений от ленты и поляризации волны. Показано, что результирующее поле представляет собой сумму геометрической волны, волн однократной дифракции и волн, испытавших двукратное рассеяние на краях ленты. Получено простое выражение в элементарных функциях для ослабления поля при скользящем падении.

Практическая значимость

Результаты работы имеют практическое значение для расчета распространения радиоволн на трассах с несколькими препятствиями. Они позволяют уточнить влияние наклона краев препятствий на дифракционное поле. Разработанный метод обобщенной граничной волны при многократной дифракции за счет уменьшения размерности дифракционного интеграла с $2N$ до N существенно уменьшает вычислительные затраты при численном решении дифракционных задач радиофизики, оптики и акустики. Метод решения задачи дифракции электромагнитных волн на ленте может послужить основой для разработки эффективных методов расчета поля от поверхностей конечных размеров при скользящем падении волны.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Поле дифракции Френеля-Кирхгофа на N полуплоскостях с произвольно ориентированными краями, описываемое $2N$ -кратным дифракционным интегралом, возможно преобразовать в N -кратный

интеграл путем преобразования локальных систем координат и применения многомерного метода стационарной фазы. Взаимный наклон краев приводит к явлениям фокусировки и дефокусировки дифракционного поля.

- Предложенное описание граничной дифракционной волны Юнга-Магги-Рабиновича в области дифракции Френеля позволяет более наглядно представить её формирование. Метод, основанный на введении элементарного коэффициента френелевской дифракции и его применении для расчета многократного рассеяния на элементах краев последовательно расположенных экранов (отверстий), позволяет получить обобщенную граничную волну многократной дифракции. Полученное решение существенно сокращает вычислительные затраты при расчете полей многократной дифракции.
- Метод решения задачи дифракции на проводящей ленте, основанный на учете двукратной дифракции Френеля-Кирхгофа в отличие от известных методов применим при произвольной ширине ленты и произвольных углах падения волны на неё, включая случай скользящего падения. Полученное решение представляет собой сумму геометрооптической волны, волн однократной дифракции и волны двукратной дифракции, удовлетворяет принципу взаимности, равномерно относительно угла падения волн на ленту и выражается через известные специальные функции теории дифракции.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы были представлены на Байкальской школе молодых ученых по фундаментальной физике (Иркутск, 2001), XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн (Нижний Новгород, 2002), Международной конференции «Современные проблемы физики и высокие технологии» (Томск, 2003), VII Международной школе-семинаре молодых ученых "Актуальные проблемы физики, технологий и инновационного развития" (Томск, 2005), международной конференции «Days on diffraction - 2006» (Санкт-Петербург, 2006).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 14 работ, из них 2 работы в рецензируемых журналах из перечня ВАК.

Личный вклад автора

Исследования, составляющие основу диссертационной работы, выполнены и опубликованы в соавторстве с научным руководителем. Непосредственно автором разработаны алгоритмы и выполнены все численные расчеты, представленные в работе. Ему также принадлежит основной вклад в проведении экспериментальных исследований.

Объем и структура работы

Диссертация изложена на 111 страницах машинописного текста, иллюстрируется 35 рисунками и графиками, состоит из введения, трех глав, заключения, приложения и списка литературы из 106 наименований.

II. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, поставлены цель и задачи исследования, изложены новые научные результаты, полученные в работе и положения, выносимые на защиту.

Первая глава носит обзорный характер. В ней проведен анализ литературных источников, в которых рассмотрены задачи распространения и рассеяния волн, при решении которых использованы методы многократной дифракции Френеля-Кирхгофа. Обсуждены границы применимости полученных решений. Также в связи с поставленной задачей применения многократной дифракции Френеля-Кирхгофа к классической задаче дифракции – дифракции на проводящей ленте (щели) – анализируется состояние вопроса по данной теме. На основе проведенного анализа состояния вопроса формулируются задачи диссертационной работы.

Вторая глава посвящена исследованию многократной дифракции волн на произвольном числе последовательно расположенных препятствий с произвольной формой и ориентацией краев.

В первом параграфе главы рассмотрена задача дифракции на N непрозрачных полуплоскостях (рис. 1). Полуплоскости перпендикулярны оси z , а их края ориентированы произвольным образом относительно друг друга. В результате последовательного применения принципа Гюйенса-Френеля дифракционное поле в точке наблюдения записывается в виде многократного интеграла Релея-Зоммерфельда. В полученном $2N$ -кратном интеграле проводится преобразование локальных систем координат, связанных с каждым препятствием. Это преобразование позволяет устранить зависимость пределов интегрирования от поперечных координат, что дает возможность вычислить N -мерный интеграл по данным переменным в явном виде с помощью многомерного метода стационарной фазы. Далее, после преобразований, основанных на

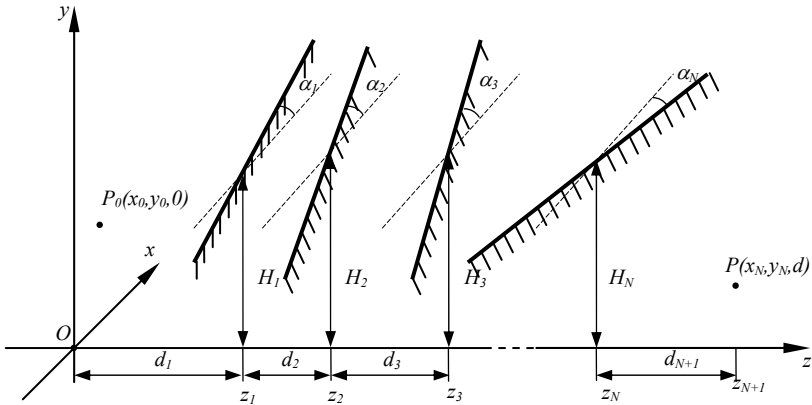


Рис. 1. Геометрия в задаче о дифракции на препятствиях.

свойствах матриц, исходный интеграл для дифракционного поля сводится к N -кратному интегралу, характерному для дифракции на последовательно расположенных препятствиях с параллельными краями

$$U(P) = C \int_{h'_1}^{+\infty} dt_1 \dots \int_{h'_N}^{+\infty} dt_N \exp \left\{ i \cdot \left[\sum_{i,j=1}^N m_{ij} t_i t_j - 2 \sum_{j=1}^N n_j t_j \right] \right\}, \quad (1)$$

где пределы интегрирования h'_i и параметры m_{ij}, n_j выражаются через геометрические параметры задачи и длину волны.

Полученное выражение анализируется для случая двух препятствий. В этом случае поле можно вычислить с помощью однократного интеграла – обобщенного интеграла Френеля. Результаты численных расчетов на примере двух препятствий показывают, что для небольших закрытий (углов дифракции) зависимость от угла наклона краев выражена слабо, однако с увеличением закрытия данная зависимость резко возрастает. Установлено, что края полуплоскостей, перпендикулярные друг другу, не взаимодействуют между собой, а множитель ослабления поля в этом случае равен произведению множителей ослабления на одиночных препятствиях. При касательном распространении через две полуплоскости, края которых наклонены по отношению к горизонтали на углы α_1, α_2 , для множителя ослабления получено следующее простое выражение

$$V = \frac{1}{4} + \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{\beta \cos(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sqrt{1 - \beta^2 \cos^2(\alpha_1 - \alpha_2)}}, \quad (2)$$

где параметр β связан с расстояниями от источника до первого препятствия d_1 , от первого препятствия до второго d_2 и расстоянием и от второго препятствия до точки наблюдения d_3 соотношением

$$\beta = \sqrt{\frac{d_1 d_3}{(d_1 + d_2)(d_2 + d_3)}}.$$

На рис. 2 показаны рассчитанные по этой формуле зависимости множителя ослабления от угла взаимной ориентации препятствий $\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ для различных значений β . Из приведенных кривых следует, что наиболее заметно поле изменяется при близко расположенных друг к другу препятствиях (большие β) и слабо зависит от α при разнесенных препятствиях (малые β).

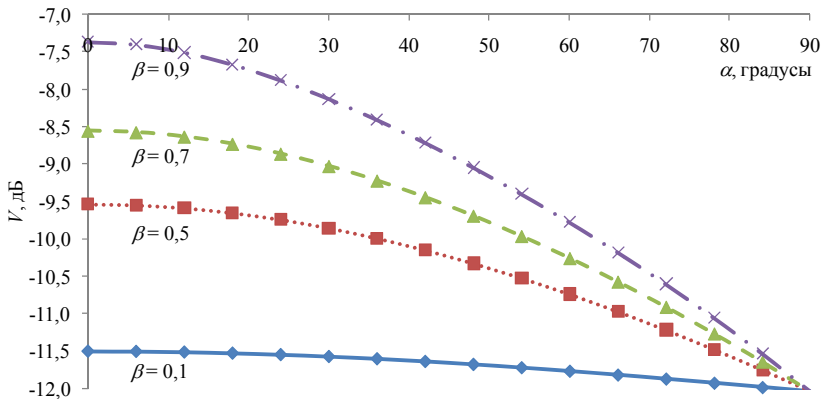


Рис. 2 Зависимость множителя ослабления от угла взаимной ориентации.

Иная картина наблюдается в теневой области, результаты для которой представлены на рис. 3. Отличие в характере поведения кривых на рис. 2 и рис. 3 объясняется следующим.

Кривые на рис. 3 получены при $\alpha_1 = 0$. Поэтому, при увеличении угла $\alpha = \alpha_2$ уменьшается величина $H_2 \cos \alpha$, что приводит к уменьшению затенения пространства вторым препятствием, рассматриваемым отдельно. С другой стороны, с ростом α увеличивается общее затенение. При малых значениях β , когда препятствия разнесены, преобладает первый механизм и уровень поля растет, а при больших β , наоборот,

падает. Отмечено, что изменения поля при умеренных значениях угла α оказываются невелики. Для значений $\beta \leq 0,7$ и $\alpha \leq 30^0$ они не превышают 2 дБ. При $\alpha \leq 10^0$ данные изменения меньше 0,5 дБ для всех значений β , т.е. при расчете дифракционных трасс умеренные наклоны прямолинейных краев препятствий можно не учитывать.

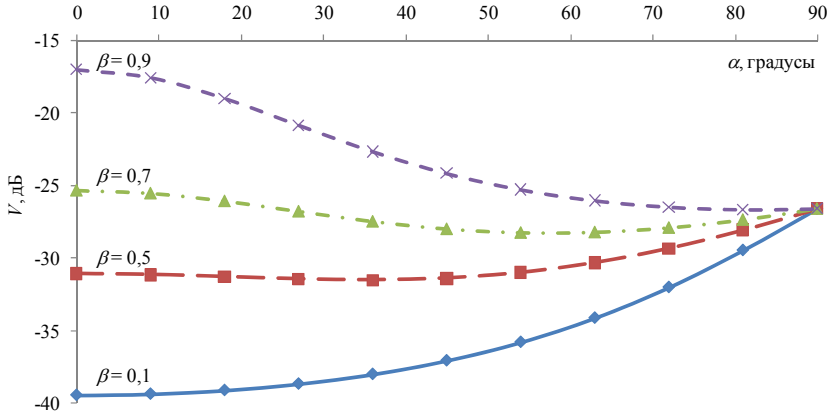
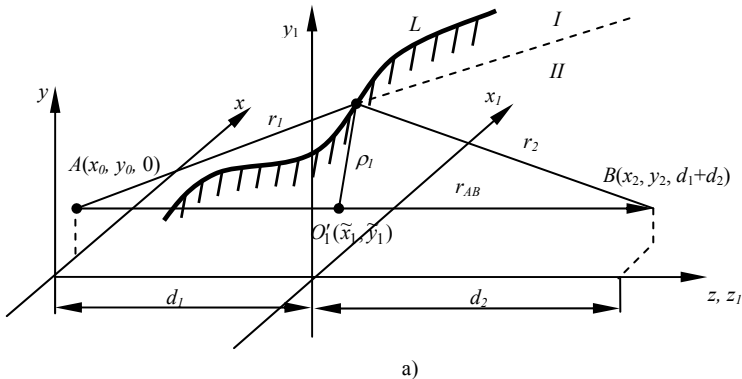


Рис. 3. Зависимость множителя ослабления от угла взаимной ориентации препятствий при $h_1=h_2=3$.

Второй параграф главы посвящен обобщению понятия граничной дифракционной волны на случай многократной дифракции волн на нескольких препятствиях. В начале параграфа приводится новый физически наглядный вывод выражения для граничной волны Юнга-Магги-Рабиновича для случая дифракции Френеля. Предполагается, что край препятствия L может быть описан произвольной кусочно-гладкой функцией, имеющей кусочно-непрерывную первую производную. На рис. 4 показана геометрия задачи.



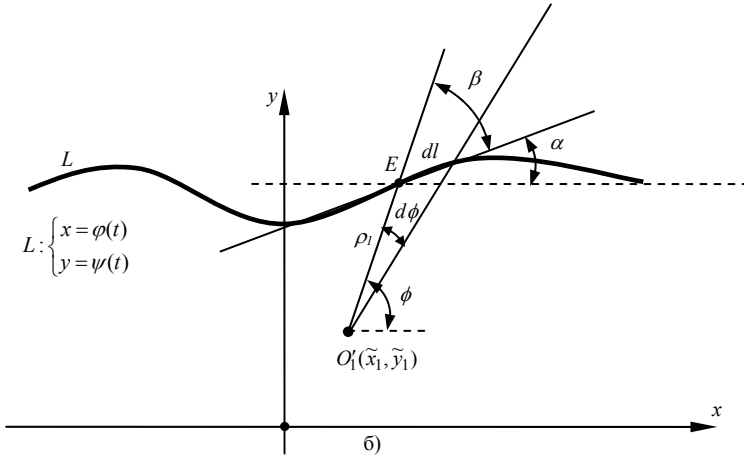


Рис. 4. Геометрия в задаче о граничной дифракционной волне:
а) общий вид, б) вид в плоскости препятствия.

В приближении Френеля получено поле, рассеянное элементарным участком края (источником Юнга), при падении на край сферической волны

$$dU = \frac{\exp(ikr_{AB})}{d_1 + d_2} \frac{dl \sin \beta}{2\pi} \exp(i\pi\rho_1^2/b^2) \quad (3)$$

и, соответственно, поле всех гюйгенсовских источников

$$U = \varepsilon U_0 + \frac{\exp(ikr_{AB})}{2\pi(d_1 + d_2)} \oint_L \exp(i\pi\rho_1^2/b^2) \frac{\sin \beta}{\rho_1} dl, \quad (4)$$

где U_0 - поле, которое создает источник в точке наблюдения в отсутствии препятствия, $\varepsilon = 1$, если между источником и точкой наблюдения есть прямая видимость и $\varepsilon = 0$ в противном случае.

Сравнение выражения (4) с известным результатом для граничной волны [8] показывает их согласие при малых углах дифракции, т.е. когда собственно и работает теория Френеля-Кирхгофа. Получено выражение для поля в случае края, заданного параметрическими уравнениями $x = \varphi(t)$, $y = \psi(t)$ ($t \in [t_0, T]$), которое имеет вид

$$U = U_0 \left(\varepsilon + \frac{1}{2\pi} \int_{t_0}^T \exp \left\{ \frac{i\pi}{b^2} \left[(\varphi - \tilde{x}_1)^2 + (\psi - \tilde{y}_1)^2 \right] \right\} \frac{\varphi' \cdot (\psi - \tilde{y}_1) - \psi' \cdot (\varphi - \tilde{x}_1)}{(\varphi - \tilde{x}_1)^2 + (\psi - \tilde{y}_1)^2} dt \right) \quad (5)$$

Преимуществом предложенного способа получения граничной волны является то, что в юнговские источники на крае экрана (отверстия) непосредственно преобразуются гюйгенсовские источники самого отверстия, тогда как в классическом варианте используются гюйгенсовские источники конуса, образованного границей «свет-тень». Приведены примеры применения полученного выражения для экранов с различной формой края и их сравнение с известными результатами.

В следующем пункте впервые проведено обобщение понятия граничной дифракционной волны на случай многократной дифракции на нескольких препятствиях с произвольной формой краев. С этой целью вводится элементарный эффективный коэффициент дифракции dD_j на элементе края dj . Записывая волну, рассеянную на элементе первого препятствия в виде

$$dU_1 = U_0 dD_1 \frac{\exp(ikr_2)}{r_2}$$

где $U_0 = \exp(ikr_1)/r_1$ - падающая на край сферическая волна, из выражения (3) получим

$$dD_1 = \frac{1}{2\pi} \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \frac{\sin \beta}{\rho} d\lambda_1 \approx \frac{1}{2\pi} \frac{d_1 d_2}{d_1 + d_2} \frac{\varphi'_1 \cdot (\psi_1 - \tilde{\psi}_1) - \psi'_1 \cdot (\varphi_1 - \tilde{\varphi}_1)}{(\varphi_1 - \tilde{\varphi}_1)^2 + (\psi_1 - \tilde{\psi}_1)^2} d\lambda_1. \quad (6)$$

После последовательного повторения процедуры для элемента края каждого препятствия получено выражение для поля многократной дифракции. Результирующее поле многократной дифракции имеет вид суммы геометрической волны и обобщенной граничной дифракционной волны U_g , которая в свою очередь является суммой граничных дифракционных волн различной кратности

$$U_g = \sum_{i=1}^N U_i + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i < j}}^N U_{ij} + \sum_{\substack{m,n,p=1 \\ m < n < p}}^N U_{mnp} + \dots + U_{1,2,3,\dots,N}, \quad (7)$$

Каждый член в сумме (7) описывает граничную дифракционную волну соответствующей кратности. Например, третий член в (7) дает волну,

рассеянную последовательно всеми элементами dl_m , dl_n , dl_p при последовательном выполнении условий прямой видимости между источником A и элементом dl_m , элементами dl_m и dl_n , элементами dl_n и dl_p , элементом dl_p и точкой наблюдения B .

$$U_{mnp} = \int_{L_m} \int_{L_n} \int_{L_p} \frac{\exp(ik[r_{Am} + r_{mn} + r_{np} + r_{pB}])}{r_{Am}r_{mn}r_{np}r_{pB}} \varepsilon_{mnp} dD_{Amn} dD_{mnp} dD_{npB}, \quad (8)$$

где выражения типа r_{Aj} и r_{jl} означают расстояния от точки A до элемента dl_j и от элемента dl_j до элемента dl_l , соответственно; обозначение dD_{AjB} представляет коэффициент дифракции на элементе dl_j при распространении сферической волны от точки A до точки B , а dD_{mnp} – коэффициент дифракции на элементе dl_n при распространении от элемента dl_m до элемента dl_p .

$$dD_{mnp} = \frac{1}{2\pi} \frac{d_{mn}d_{np}}{d_{mn} + d_{np}} \frac{\varphi'_n \cdot (\psi_n - \tilde{\psi}_{mnp}) - \psi'_n \cdot (\varphi_n - \tilde{\varphi}_{mnp})}{(\varphi_n - \tilde{\varphi}_{mnp})^2 + (\psi_n - \tilde{\psi}_{mnp})^2} dt_n;$$

$$\tilde{\varphi}_{mnp} = \frac{\varphi_m d_{np} + \varphi_p d_{mn}}{d_{mn} + d_{np}}; \quad \tilde{\psi}_{mnp} = \frac{\psi_m d_{np} + \psi_p d_{mn}}{d_{mn} + d_{np}}.$$

Здесь $d_{ij} = \sum_{q=i+1}^j d_q$ означает расстояние по оси z между i -ым и j -ым

препятствиями (экранами) Множитель ε_{mnp} в (8) описывает выполнение условия прямой видимости между соответствующими точками и элементами, он равен единице, когда эти условия выполняются, и нулю в случае их невыполнения. Приведены условия отсутствия экранирования луча, распространяющегося между двумя точками, которые могут находиться как на краях препятствий, так и представлять собой месторасположение приёмника или передатчика. На рис. 5 в качестве примера показан процесс распространения волн для случая двух отверстий. Так, отрезок AB показывает распространение прямой волны, ломаные Adl_1B и Adl_2B показывают путь, проходимый волнами, однократно дифрагировавшими на крае первого и второго отверстий соответственно, а ломаная Adl_1dl_2B – показывает распространение волны, последовательно дифрагировавшей на каждом крае.

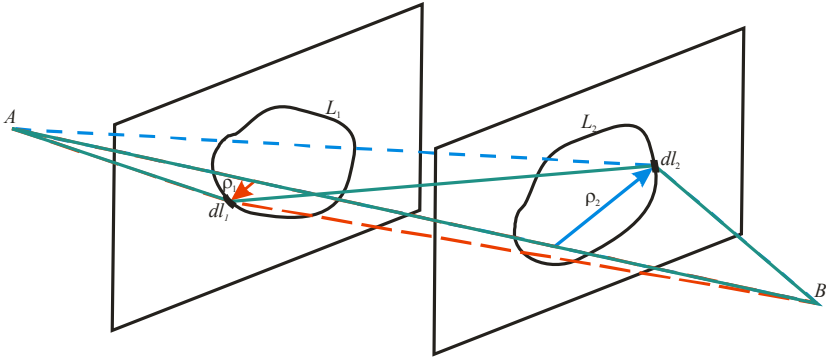


Рис. 5. Распространение граничных волн различной кратности для случая двух отверстий.

Таким образом, дифракционное поле за препятствиями имеет вид суммы многократных криволинейных интегралов с максимальной кратностью равной числу препятствий. Данный подход позволяет в два раза снизить кратность дифракционного интеграла по сравнению с интегралом, получаемым обычным применением теории Френеля-Кирхгофа. В случае препятствий с произвольной формой края, получающиеся интегралы в большинстве случаев невозможно выразить через известные специальные функции. Для упрощения вычислений предлагается аппроксимировать край каждого препятствия кусочно-линейной функцией, описывающей его реальный профиль. Число звеньев кусочно-линейной функции необходимо выбирать таким образом, чтобы обеспечить необходимую точность расчета. Получено выражение для дифракционного коэффициента в этом случае. Полное поле в точке наблюдения определяется суммой полей, переизлученных каждым отрезком каждого края. В предельном случае, когда края вырождаются в прямые линии, получается решение задачи, рассмотренное в предыдущем параграфе. Последнее более удобно для асимптотической оценки при больших закрытиях, так как пределы интегрирования по всем переменным являются бесконечными, и применение метода стационарной фазы в этом случае не вызывает затруднений.

Рассмотрены частные случаи применения общей формулы к задачам дифракции на одном и двух препятствиях с кусочно-линейной границей. В случае одного препятствия формула совпадает с выражением, полученным ранее с помощью формулы Френеля-Кирхгофа.

Проведены экспериментальные исследования дифракции на системе из двух последовательно расположенных круговых и эллиптических отверстий в непрозрачных экранах. Измерения проводились на частоте 30

ГГц (длина волны $\lambda = 0,01\text{м}$). На рис. 6 показана зависимость относительного уровня поля

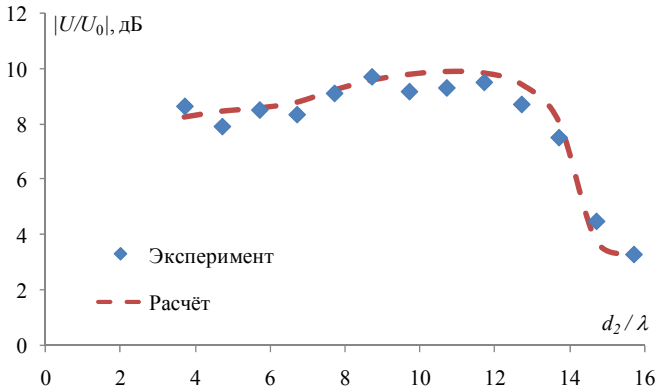


Рис. 6. Зависимость уровня поля от расстояния между двумя круговыми отверстиями. $d_1=9,3\lambda$; $d_2+d_3=18,7\lambda$; радиусы отверстий: $R_1=R_2=2,5\lambda$.

на оси за двумя круговыми отверстиями одинакового радиуса от расстояния d_2 между ними, при фиксированном расстоянии d_1 до первого. На следующем рисунке (рис. 7) представлена аналогичная зависимость поперёк трассы распространения за двумя одинаковыми эллиптическими отверстиями. Приведённые результаты показывают хорошее согласие между экспериментальными и расчётными данными.

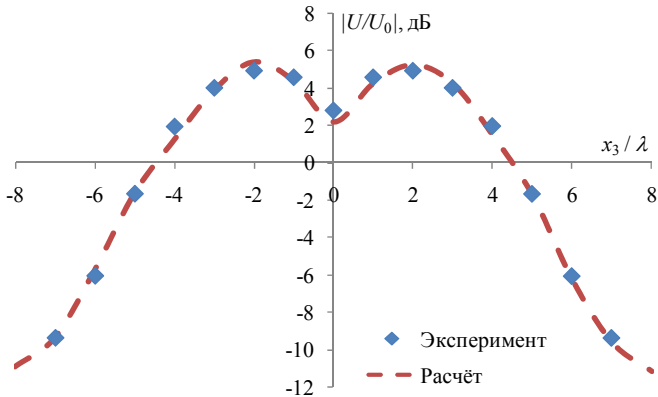


Рис. 7. Зависимость уровня поля за двумя эллиптическими отверстиями поперёк направления распространения. $d_1=10\lambda$, $d_2=8\lambda$, $d_3=10\lambda$. Большая ось первого и второго эллипсов: $A_1=A_2=4\lambda$, малая: $B_1=B_2=2\lambda$.

Численное моделирование с помощью метода Монте-Карло показывает, что он обеспечивает многократный выигрыш по времени вычислений по сравнению с методом интегрирования по апертурам.

В конце главы на основе полученных результатов формулируются выводы.

Третья глава посвящена изучению классической задачи дифракции электромагнитных волн на бесконечно протяженной, идеально проводящей ленте, которую обычно относят к числу так называемых эталонных задач теории дифракции.

В параграфе 3.1 предлагается модификация теории Френеля-Кирхгофа для решения задачи дифракции электромагнитных волн на идеально проводящей ленте при произвольных углах падения. Суть предлагаемого метода состоит в введении двух дополнительных плоскостей S_1 и S_2 (рис. 8), проходящих через образующие ленты и

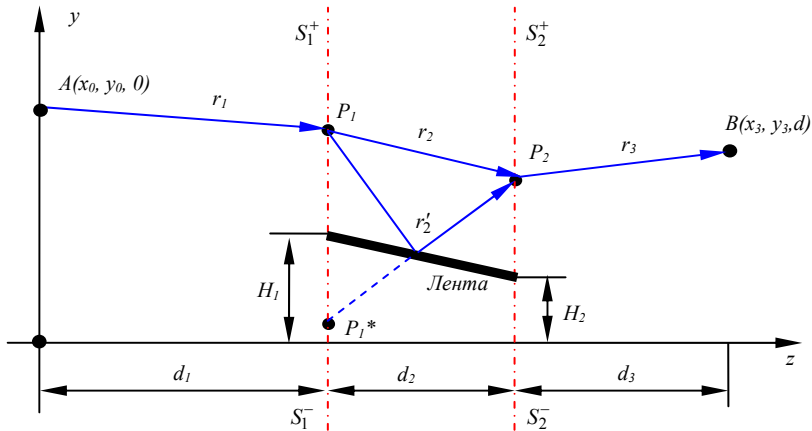


Рис. 8. К задаче дифракции волн на ленте

параллельных друг другу. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля поле в точке B определяется суммарным воздействием всех гюйгенсовых источников на S_2 . В свою очередь поле в текущей точке P_2 плоскости S_2 равно сумме полей всех гюйгенсовых источников на плоскости S_1 с учетом влияния ленты. Для учета этого влияния используется принцип зеркального изображения, согласно которому вводится зеркальное изображение P_1^* источника P_1 .

Записывая интеграл Кирхгофа отдельно для части пространства над и под лентой и используя приближение Френеля, получаем выражение для дифракционного поля в приемной точке B . Последнее, после

интегрирования по поперечным координатам и ряда упрощений, приводится к следующему виду

$$U(B) = U_0 \cdot [V_1 + \Phi \cdot V_2 \cdot \exp(2iky_0 y_3/d)], \quad (9)$$

U_0 - поле, которое создает источник в точке B в отсутствии ленты, Φ - коэффициент отражения. Коэффициент отражения для идеально проводящей ленты может принимать два значения: $\Phi = -1$, когда падающая волна поляризована параллельно краям ленты (горизонтальная поляризация), и $\Phi = 1$ в противоположном случае (вертикальная поляризация). Слагаемые V_1 и V_2 входящие в формулу выражаются через комбинацию обычных и обобщенных интегралов Френеля, причем слагаемое V_1 описывает волны, приходящие в точку B без отражения, а V_2 - описывают отраженные от ленты волны. Показано, что результирующее поле в итоге имеет вид суммы геометрооптической волны, волн однократной и двукратной дифракции. Полученное выражение является равномерным относительно угла падения и удовлетворяет принципу взаимности.

На основании формулы (9) получено выражение, описывающее дифракционное поле при скользящем падении волн на ленту. Как и следовало ожидать при поляризации, перпендикулярной плоскости ленты, $U(B) = U_0$, т.е. волна не «замечает» ленту. Для поляризации, параллельной краям ленты получено следующее простое выражение

$$U(B) = U_0 \cdot \left[1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{d_2(d_1 + d_2 + d_3)}{d_1 d_3}} \right) \right]. \quad (10)$$

Оказывается, что выражение (10) правильно описывает поле как при ширине ленты, стремящейся к нулю (т.е. при $d_2=0$), так и в случае, когда лента занимает все пространство между источником и точкой наблюдения, тогда как теория предполагает, что ширина ленты и расстояния от источника и приемника до краев ленты много больше длины волны.

В следующем пункте приведены результаты численного моделирования дифракции волн на ленте при различной поляризации падающего излучения и различных положениях источника. Результаты, представленные в виде уровней равного ослабления, показывают, как изменяется поле, рассеянное лентой в зависимости от вышеупомянутых параметров.

Последний пункт § 3.1 посвящен экспериментальному исследованию дифракции волн на ленте. В начале описывается экспериментальная установка и излагается методика измерений. Далее приведены результаты

экспериментов и их сравнение с результатами численных расчетов по полученным формулам. На рис. 9 представлены результаты измерений на волне длиной 0,03м для ленты шириной 0,085м. Из них следует, что при малых углах скольжения теория Френеля-Кирхгофа в своем классическом виде не в состоянии правильно описать дифракцию волн на ленте, тогда как расчет, основанный на предложенной модификации теории, удовлетворительно согласуется с экспериментом.

В следующем параграфе 3.2 рассмотренный выше подход применен к решению задачи дифракции электромагнитных волн на щели. Рассмотрен общий случай, когда образующие щель полуплоскости не лежат в одной плоскости. Получено решение, аналогичное решению (9) для ленты, которое также записывается в виде комбинации обычных и обобщенных интегралов Френеля и описывает различные типы волн, приходящих в точку наблюдения. В конце главы на основе полученных результатов формулируются выводы.

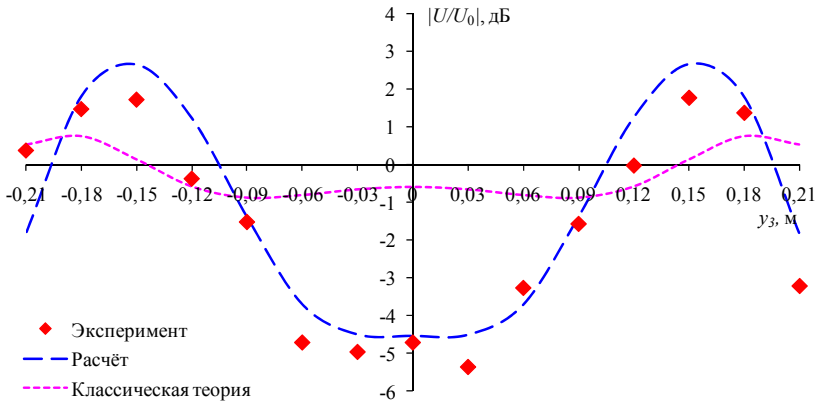


Рис. 9. Уровень поля за лентой шириной 0,085м, угол скольжения 5^0 .

Основные результаты и выводы

1. В приближении Френеля-Кирхгофа решена задача многократной дифракции волн на N последовательно расположенных поглощающих полуплоскостях с произвольно ориентированными краями. Показано, что многократный дифракционный интеграл размерностью $2N$ можно преобразовать в N -кратный интеграл. Получены частные решения для случаев двух препятствий с наклонными краями в аналитическом виде. Результаты численного

- моделирования показали, что взаимный наклон краев препятствий приводит к появлению областей фокусировки и дефокусировки поля.
2. Предложен метод описания граничной дифракционной волны в зоне Френеля, основанный на преобразовании поля гюйгенсовских источников на отверстии в непрозрачном экране в поле юнговских источников от краев отверстия. На основе полученного решения введено понятие элементарного коэффициента дифракции на крае экрана, описываемого произвольной кусочно-гладкой функцией. Полное поле в точке наблюдения записывается в виде криволинейного интеграла по краю (контуру) экрана.
 3. Проведено обобщение теории граничной дифракционной волны на случай многократной дифракции на N препятствиях. Путем последовательного применения элементарного дифракционного коэффициента получена граничная волна многократной дифракции. Показано, что результирующее поле имеет вид N -кратного дифракционного интеграла по краям препятствий в отличие от известного $2N$ кратного интеграла. Проведённые экспериментальные исследования подтверждают справедливость предложенного метода, а численное моделирование показывает, что он обеспечивает многократный выигрыш по времени вычислений в сравнении с методом интегрирования по апертурам.
 4. В рамках теории дифракции Френеля-Кирхгофа разработан новый метод решения задачи дифракции электромагнитных волн на проводящей ленте и щели. Данный метод позволяет учесть векторный характер электромагнитной волны и, в отличие от известных методов, применим при произвольной ширине ленты и при произвольных углах падения волны на ленту, включая случай скользящего падения.
 5. Установлено, что полученное выражение для поля дифракции на ленте имеет ясный физический смысл, являясь суммой геометрооптической волны, волн однократной дифракции и волны двукратной дифракции. Полученное решение удовлетворяет принципу взаимности, равномерно относительно угла падения волн на ленту и выражается через известные специальные функции теории дифракции. Экспериментальные исследования дифракции волн на проводящей ленте при произвольных углах падения подтверждают эффективность предложенного метода.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Дагуров П.Н. Многократная дифракция Френеля-Кирхгофа на полуплоскостях с произвольно ориентированными краями / П.Н.Дагуров, А.В.Дмитриев // Электромагнитные волны и электронные системы.- 2008.- №6.- С.4-11.
2. Дагуров П.Н. Применение метода Кирхгофа к задаче дифракции волн на ленте при малых углах скольжения / П.Н.Дагуров, А.В.Дмитриев // Письма в ЖТФ.- 2005.- Т.31, вып. 19.- С.22-27.
3. Dagurov P.N. Multiple Knife-Edge Diffraction by Obstacles With Unparallel Edges / P.N. Dagurov, A.V.Dmitriev // The 8th URSI Commission F Triennial Open Symposium on Wave Propagation and Remote Sensing: Proceedings.- Aveiro, Portugal, 1998.- P.75-78.
4. Дагуров П.Н. Дифракционное распространение волн на трассах с несколькими препятствиями / П.Н.Дагуров, А.В.Дмитриев // XIX Всеросс. конф. «Распространение радиоволн»: Тез. докл.- Казань, 1999.- С.200-201.
5. Дмитриев А.В. Дифракция волн на двух препятствиях с неровными краями / А.В.Дмитриев // I конференция по фундаментальным и прикладным проблемам физики: Тез. докл.- Улан-Удэ, 1999.- С.5-6.
6. Dagurov P.N. Boundary diffraction wave at multiple knife-edge diffraction / P.N. Dagurov, A.V. Dmitriev // Proc. of ISAP2000, Fukuoka, Japan.- 2000, vol. 3.- pp. 1219 – 1222.
7. Дагуров П.Н. Поле радиоволн на кусочно–регулярных и кусочно-однородных трассах / П.Н.Дагуров, А.В.Дмитриев // Вестник ВСГУТУ.- 2001.- №3.- С. 113-117.
8. Дмитриев А.В. Расчет поля земной волны на нерегулярных и неоднородных трассах / А.В.Дмитриев // Байкальская школа молодых ученых по фундаментальной физике: Тез. докл.- Иркутск, 2001.- С.33-34.
9. Дагуров П.Н. Трехмерная модель многократной дифракции на нескольких препятствиях с неровными краями / П.Н.Дагуров, А.В.Дмитриев // Труды XX Всеросс. Конф. по распространению радиоволн.- Нижний Новгород, 2002.- С.441-442.
10. Дагуров П.Н. Расчет граничной волны при многократной дифракции / П.Н.Дагуров, А.В.Дмитриев // Материалы междунар. конф. «Современные проблемы физики и высокие технологии».- Томск, 2003.- С.432-435
11. Дагуров П.Н. Применение метода Кирхгофа к задаче дифракции электромагнитных волн на ленте при малых углах скольжения / П.Н.Дагуров, А.В.Дмитриев // Материалы междунар. конф.

«Современные проблемы физики и высокие технологии».- Томск, 2003.- С.429-432.

12. Дагуров П.Н. Дифракция Кирхгофа-Френеля на проводящей ленте. / П.Н.Дагуров, А.В.Дмитриев, Н.А.Дремухина // Сб. докладов III конф. по фундаментальным проблемам физики.- Улан-Удэ, 2004.- С.100-105.
13. Dagurov P.N. 3D model of multiple diffraction on the obstacles with irregular edges / P.N.Dagurov, A.V.Dmitriev // Proc. of ClimDiff 2005.- Cleveland, USA.- 2005.- ClimDiff.24
14. Dagurov P.N. Kirchhoff-Fresnel diffraction on a conducting strip / P.N.Dagurov, A.V.Dmitriev // International Seminar «DAYS ON DIFFRACTION'2006»: Abstracts.- St. Petersburg, 2006.- P.24-25.

Список цитируемой литературы

1. Epstein J. An experimental study of wave propagation at 850 Mc / J.Epstein, D.W.Peterson // IRE.- 1953.- vol. 41, no. 5.- pp. 595-611.
2. Deygout J. Multiple knife-edge diffraction of microwaves / J.Deygout // IEEE Trans. Antennas Propag.- 1966.- AP-14, no. 4.- pp.480-489.
3. Millington G. Double knife-edge diffraction in field-strength predictions / G. Millington, R. Hewitt, F.S. Immirzi // Proc. IEE.- 1962.- Part C, 109C(507E).- pp. 419-429.
4. Хомяк Е.М. К дифракции Френеля на n полуплоскостях / Е.М. Хомяк // Радиотехника и электроника.- 1968.- Т.13, №9.- С.1549-1561.
5. Vogler L.E. An attenuation function for multiple knife-edge diffraction / L.E. Vogler // Radio Sci.- 1982.- vol. 17, no 6.- pp. 1541-1546.
6. Xia H.H. Diffraction of cylindrical and plane waves by an array of absorbing half-screens / H.H. Xia, H.L. Bertoni // IEEE Trans. Antennas Propag.- 1992.- vol. 40, no. 2.- pp. 170-177.
7. Whittaker J.H. Evaluation of the field on a uniform array of knife edges using edge reflection / J.H.Whittaker, Y.L. Helloc, B. Breton // IEEE Trans. Antennas Propag.- 2007.- vol. 55, no. 3.- pp. 997-999.
8. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф.- М.: Наука, 1973.- 720 с.