

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Кафедра антенн и устройств СВЧ

***ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ РАДИОВОЛН
НА ОТВЕРСТИИ В НЕПРОЗРАЧНОМ ЭКРАНЕ***

Методические указания к лабораторной работе №6
по курсам «Электродинамика и распространение радиоволн»,
«Электромагнитные поля и волны»
для студентов всех форм обучения

Минск 2008

УДК 621.371.334 (075.8)

ББК 32.845.6 я73

И 88

С о с т а в и т е л и:

Д. В. Гололобов, И. Н. Кижлай, В. Б. Кирильчук, А. В. Кухарев,
А. О. Рак, Н. А. Чмырев, О. А. Юрцев

И 88

Исследование дифракции радиоволн на отверстиях в непрозрачном экране : метод. указ. к лаб. работе №6 по курсам «Электродинамика и распространение радиоволн», «Электромагнитные поля и волны» для студ. всех форм обуч. / сост. Д. В. Гололобов [и др.]. – Минск : БГУИР, 2008. – 23 с.

Приведены основные сведения из теории дифракции на поглощающем экране в приближении метода Гюйгенса–Кирхгофа. Даны определения существенной и минимальной зон при распространении радиоволн. Приведена методика экспериментального исследования дифракции на поглощающем экране и измерения диаграммы направленности плоской апертуры.

Предназначены для студентов специальностей I-39 01 01 «Радиотехника», I-39 01 03 «Радиоинформатика», I-45 01 01 «Многоканальные системы телекоммуникаций», I-45 01 02 «Системы радиосвязи, радиовещания и телевидения».

УДК 621.371.334(075.8)

ББК 32.845.6 я73

Цель работы

Экспериментальное исследование дифракции электромагнитных волн на непрозрачном экране и измерение диаграммы направленности плоской апертуры.

1. Общие теоретические сведения

На процессы распространения радиоволн (РРВ) существенное влияние оказывают свойства не всего окружающего пространства, а лишь ограниченной области между источником и приемником излучения. Область пространства, которая эффективно участвует в процессе передачи энергии электромагнитной волны (ЭМВ) из одной точки свободного пространства в другую, называется *существенной зоной* или *областью пространства при РРВ*.

В реальных условиях существенная зона может содержать неоднородности в виде препятствий различной формы (здания, холмы, горы и т.п.) с отличающимися от окружающего пространства электромагнитными характеристиками. Взаимодействие электромагнитного поля (ЭМП) с такими неоднородностями возбуждает в них вынужденные колебания свободных и связанных зарядов и приводит к возникновению во внешнем пространстве вторичного поля (рассеянная и отраженная волна) с частотой колебаний, определяемой частотой первичного поля. Часть энергии падающей волны переходит в объем неоднородности, образуя ЭМП прошедшей (преломленной) волны. Результирующее поле вне области неоднородности представляет собой векторную сумму первичного и рассеянного полей и называется *внешним полем дифракции*, а поле прошедшей волны – *внутренним полем дифракции*.

Таким образом, при падении ЭМВ на неоднородность произвольных размеров и формы наряду с отражением и преломлением имеет место более сложное явление, называемое *дифракцией*. К дифракционным задачам относятся анализ РРВ в неоднородных направляющих системах, прохождения ЭМВ через отверстия в экранах, огибания радиоволнами различных препятствий, явление отражения и поглощения, возбуждение поверхностных ЭМВ и распространение их в неоднородных средах.

1.1. Область пространства, эффективно участвующая в передаче энергии радиоволн

Помещенная в свободном пространстве изотропная антенна излучает энергию во всех направлениях, и, следовательно, во всех точках окружающего пространства вектор Пойнтинга (численно характеризующий плотность потока мощности) имеет конечное значение. Траектория распространения радиоволны, или *луч*, представляет собой линию, касательная к которой в каждой точке совпадает с направлением вектора Пойнтинга. Луч указывает только направление движения волны, но никак не характеризует процессы, происходящие в пространстве.

Вопрос о форме пространства, эффективно участвующего в передаче энергии, допускает аналитическое решение на основе принципа волновой оптики – принципа Гюйгенса–Кирхгофа. Согласно этому принципу каждая точка фронта распространяющейся волны (созданной некоторым первичным источником) является источником новой вторичной сферической волны. Поле в пункте наблюдения можно определить путем векторного суммирования полей всех вторичных источников. Каждый вторичный излучатель (элемент поверхности волнового фронта, или элемент Гюйгенса) обладает направленностью излучения, максимум которого совпадает с внешней нормалью к поверхности в центре каждой элементарной площадки.

Границы существенной области пространства проще всего определить, исследуя дифракцию сферической волны на отверстии в бесконечном непрозрачном экране с использованием принципа Гюйгенса–Френеля.

Пусть между источником первичного поля A и точкой наблюдения B на расстоянии $l = l_1 + l_2$ помещен перпендикулярно линии AB непрозрачный для радиоволн экран Q . В экране образовано круглое отверстие радиусом b , центр которого совмещен с линией AB (рис. 1).

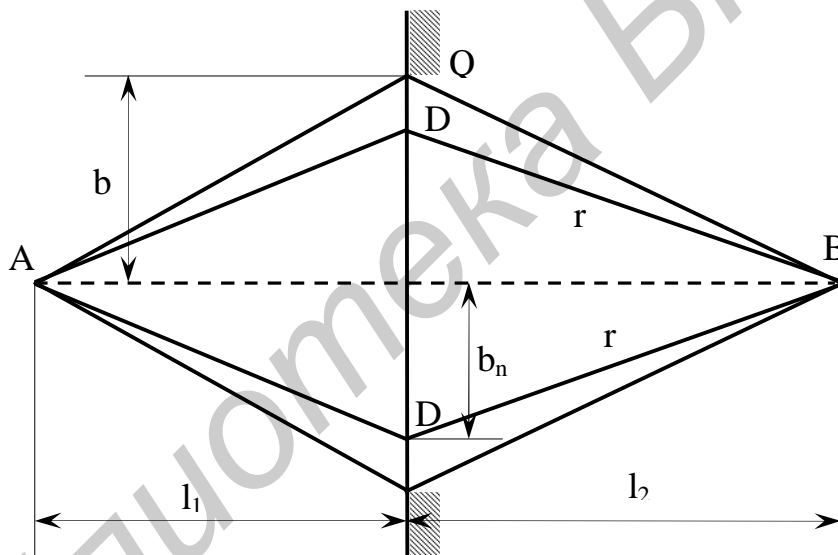


Рис. 1. Дифракция на отверстии

Напряженность поля в точке наблюдения B определяется как векторная сумма полей элементов Гюйгенса, находящихся в пределах площади отверстия. Фронт волны в пределах отверстия в общем случае может иметь произвольную форму поверхности S . Если поверхность S представляет собой плоскость (случай облучения экрана плоской волной; $l_1 \rightarrow \infty$), то нормальная составляющая напряженности искомого поля Ψ (электрического или магнитного) в точке B имеет вид

$$\Psi = \frac{j}{\lambda} \int \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) \Psi_s \frac{e^{-jkr}}{r} dS, \quad (1)$$

где λ – длина волны;

- \hat{n} – внешняя нормаль к плоскости экрана;
- \hat{r} – орт-вектор луча от точки интегрирования до точки наблюдения В;
- Ψ_s – значение нормальной составляющей напряженности поля (электрической или магнитной) на поверхности S;
- S – площадь отверстия в экране;
- r – расстояние от точки интегрирования до точки наблюдения В.

В общем случае, когда поверхность S имеет произвольную форму, аналитическая формулировка принципа Гюйгенса получает вид, известный под названием формулы Кирхгофа:

$$\Psi = -\frac{1}{4p} \int_S \left[\Psi_s \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{-jkr}}{r} - \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{\partial \Psi_s}{\partial n} \right] dS. \quad (2)$$

Из этой формулы следует, что для определения поля в точке В в общем случае необходимо знать не только значение Ψ_s на поверхности S, но и значение производной от Ψ_s по нормали к поверхности. Следует отметить, что интегрирование должно производиться по всей поверхности S, включая и те её элементы, которые «не видны» из точки В.

Зоны Френеля

Принцип Гюйгенса позволяет определить область, существенную при РРВ. Пусть в точке А помещен изотропный источник ЭМП (рис. 2), формирующий на расстоянии l_1 сферическую волну, фронт которой характеризуется поверхностью S радиусом l_1 .

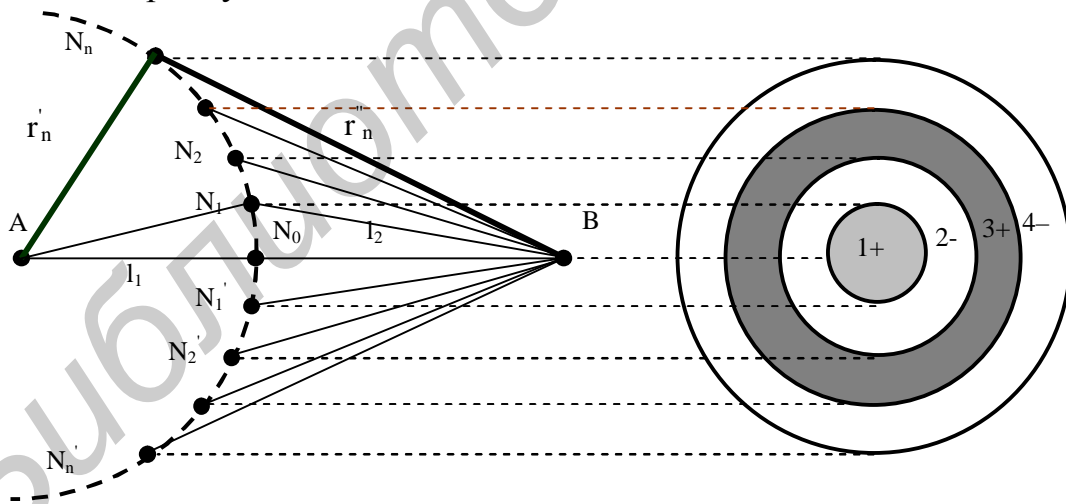


Рис. 2. Формирование зон Френеля

Зная значения Ψ_s и $\partial \Psi_s / \partial n$ на поверхности S при известной мощности излучателя в точке А, можно с помощью выражения (2) определить поле в точке В. Существует более простая, геометрическая интерпретация формулы Кирхгофа, предложенная в 1818 г. французским физиком Френелем. Для уяснения метода Френеля проведем из точки В семейство прямых, пересекающих сферу

В точках $N_n N'_n$, удаленных от точки В на расстояния, кратные половине длины волны λ . Это семейство образует конические поверхности, пересекающие плоскость рисунка по прямым BN и BN'_1 ; BN_2 и BN'_2 ... BN_n и BN'_n , для которых

$$BN_n = BN'_n = l_2 + n \frac{\lambda}{2}. \quad (3)$$

Пересечения конических поверхностей со сферой образуют систему концентрических окружностей. Вид на эти окружности со стороны точки В показан на рис. 3. Участки, заключенные между соседними окружностями, получили название зон Френеля. Первая зона Френеля представляет собой часть сферы, ограниченную окружностью, а зоны высших порядков представляют собой кольцевые области на поверхности сферы.

Виртуальные источники вторичных волн (элементы Гюйгенса), расположенные в пределах первой зоны Френеля, радиус которой b_1 , характеризуются тем, что создаваемые ими фазы колебаний в точке В отличаются от фазы, создаваемой центральным виртуальным излучателем (точка N_0), не более чем на π , так как разности хода в $\lambda/2$ соответствует фазовый сдвиг $\varphi = 180^\circ$. Фазы колебаний, создаваемых элементами Гюйгенса второй зоны радиусом b_2 , отличаются от фазы колебаний в окрестности точки N_0 не более чем на 2π . Чередующиеся изменения фазы в каждой последующей зоне Френеля условно отмечаются на рис. 3 знаком «+» для нечетных и знаком «-» для четных зон.

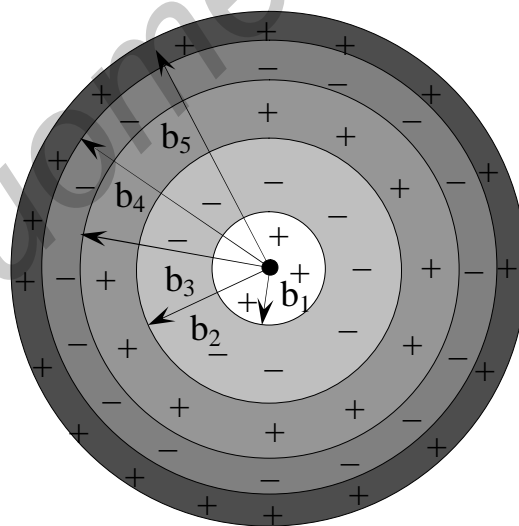


Рис. 3. Зоны Френеля

Радиусы зон Френеля b_n (см. рис. 2) зависят от расстояний l_1 и l_2 и длины волны источника ЭМП. При выполнении условий $l_1 \gg \lambda$ и $l_2 \gg \lambda$ радиус зон Френеля с порядковым номером n определяется выражением

$$b_n \approx \sqrt{\frac{n l_1 l_2 l}{l_1 + l_2}}, \quad (4)$$

а площади всех зон, которые в первом приближении можно считать одинаковыми:

$$S_F \gg \frac{\rho l l_1 l_2}{l_1 + l_2}. \quad (5)$$

При точной оценке площади зон Френеля различаются. Однако чем выше порядковый номер зоны, тем ближе площади соседних зон Френеля. В связи с этим элементы Гюйгенса достаточно высоких номеров создают в точке В одинаковые амплитуды поля, но отличаются по фазовому вкладу на π и поэтому компенсируют друг друга.

Существенная и минимальная зоны при РРВ

При наличии на трассе РРВ (линия АВ, см. рис. 1) экрана Q напряженность поля в точке В будет зависеть от расстояния $AB = l_1 + l_2$, от места его расположения на трассе РРВ и радиуса отверстия b в экране. Если оставить $l_2 = \text{const}$ и увеличивать b , начиная с нулевого значения, то напряженность поля Ψ в точке В будет изменяться, претерпевая осцилляцию, согласующуюся с последовательным открытием зон Френеля. Осциллирующий характер зависимости дифракционного поля от радиуса отверстия в экране объясняется изменением разности фаз полей источников Гюйгенса в точке В. Явление дифракции принято характеризовать дифракционным множителем

$$\dot{F} = \frac{\Psi}{\Psi_0}, \quad (6)$$

где Ψ_0 – напряженность поля в точке В при $b \rightarrow \infty$, что соответствует отсутствию экрана Q.

Качественный вид зависимости модуля дифракционного множителя от площади отверстия в экране показан на рис. 4.

При изменении расстояния от точки приема до экрана (l_1) и сохранении расстояния $AB = l_1 + l_2$ согласно (4) радиусы зон Френеля будут изменяться. Огибающие, соединяющие концы радиусов зон Френеля с одинаковыми порядковыми номерами, но в разных сечениях, на плоскости чертежа образуют систему конфокальных эллипсов с фокусами в точках передачи и приема (рис. 5), так как $r_{1n} + r_{2n} = r'_{1n} + r'_{2n} = l_1 + l_2 + n(\lambda/2)$ при $n = \text{const}$.

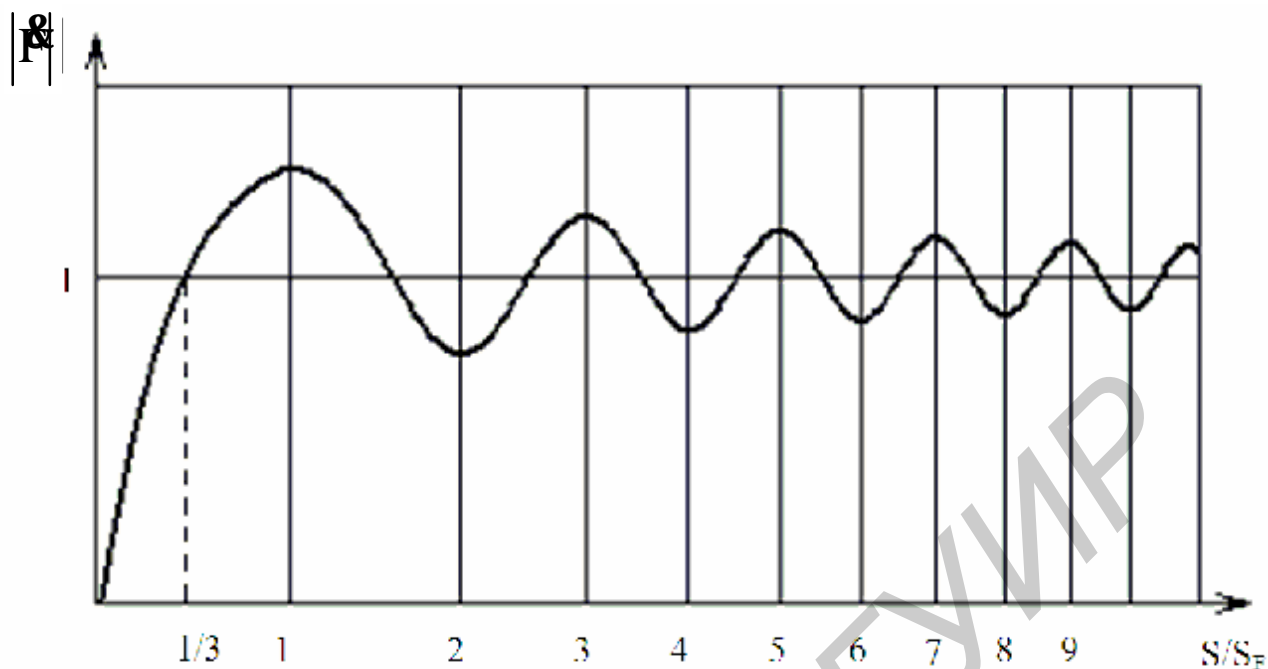


Рис. 4. Зависимость модуля дифракционного множителя от размера отверстия экрана

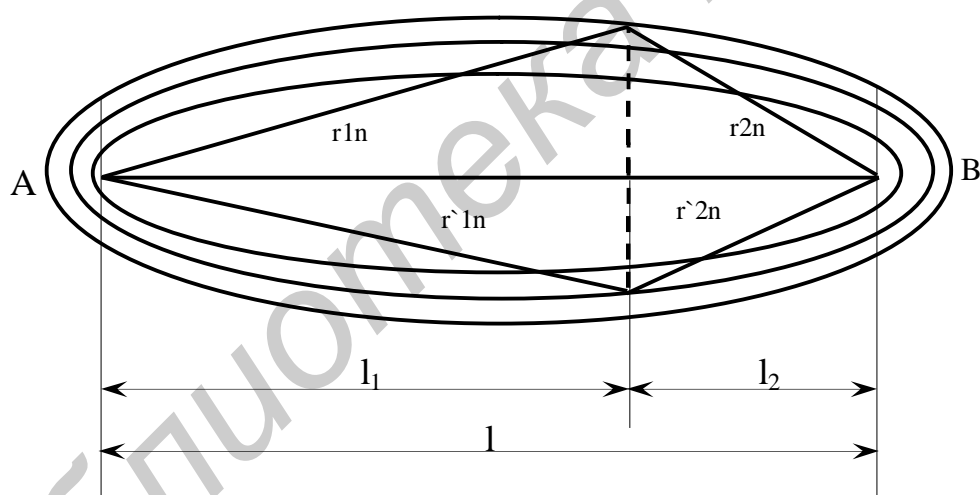


Рис. 5. Длины путей отраженных волн

В пространстве для каждой зоны Френеля получают эллипсоиды вращения, образованные вращением эллипса вокруг линии терминала АВ. Амплитуда осцилляции с ростом относительной площади отверстия в экране S/S_F убывает (см. рис. 4). Объясняется это тем, что для более удаленных от центра отверстий элементов Гюйгенса амплитуды волн уменьшаются из-за направленности их излучения и увеличения расстояний r_{1n} и r_{2n} . При $n = 8 \dots 12$ амплитуда осцилляции становится меньше 20 %. Отверстия такого радиуса характеризует размер области пространства, существенной при РРВ.

Помимо существенной зоны используется понятие *минимальной зоны*, определяемой размерами отверстия минимальной площади, при котором модуль дифракционного множителя равен 1. Это условие выполняется при $n = 1/3$ (см. рис. 4). Существенная область пространства при РРВ в однородной среде представляет собой эллипсоид вращения с фокусами в точках передачи и приёма, являющийся геометрическим местом точек, для которых выполняется условие (см. рис. 1):

$$\Delta r_{\max} = ADB - AB = (4...6)\lambda. \quad (7)$$

Минимальная область пространства представляет собой эллипсоид вращения, конфокальный эллипсоиду существенной области, и является геометрическим местом точек, для которых

$$\Delta r_{\max} = ADB - AB = (1/6)\lambda. \quad (8)$$

В реальных условиях расстояние АВ всегда много больше λ , и эллипсоиды оказываются сильно вытянутыми. В пределе, когда $\lambda \rightarrow 0$, они вырождаются в прямые линии, что соответствует представлениям геометрической оптики.

1.2. Виды дифракции на отверстиях

Решение уравнения (2) упрощается при следующих допущениях:

- плоский экран выполнен из идеально проводящего (непрозрачного) материала;
- экран облучается плоской монохроматической волной с длиной волны λ , и отверстие в нем имеет прямоугольную форму площадью $S = a \cdot b$ (рис. 6);
- фронт падающей волны параллелен плоскости экрана.

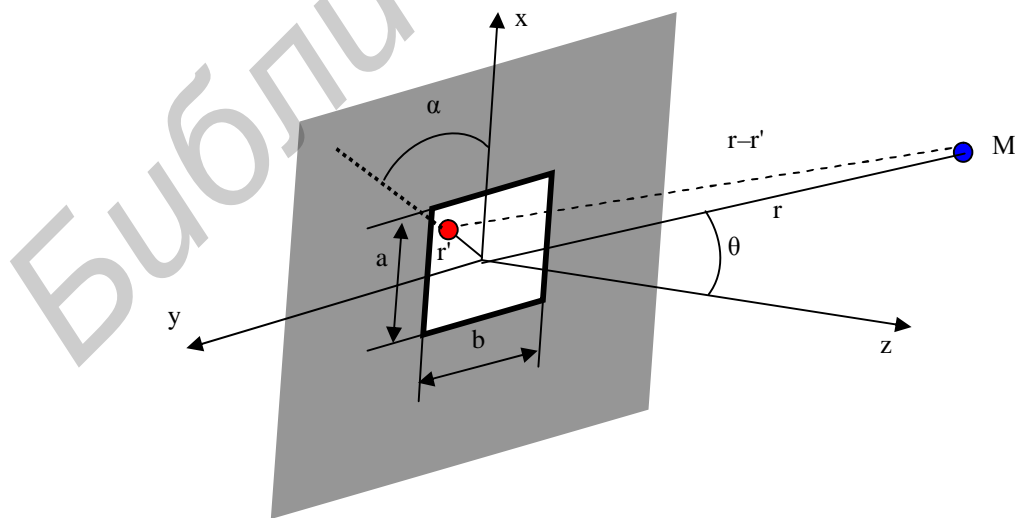


Рис. 6. Пояснения к дифракции на прямоугольном отверстии

Наиболее полезными практическими случаями являются:

- дифракция Фраунгофера, когда $r \geq \frac{2a^2}{\lambda}$ и $r \geq \frac{2b^2}{\lambda}$;
- дифракция Френеля, когда $r < \frac{2a^2}{\lambda}$ и $r < \frac{2b^2}{\lambda}$.

Дифракция Фраунгофера

Решение уравнения (2) может быть получено на основе метода Гюйгенса в приближении Кирхгофа. Приближение Кирхгофа состоит в том, что на поверхности экрана и отверстия в нём распределение поля соответствует представлениям геометрической оптики, когда поле в пределах отверстия равно полю падающей волны и отсутствует на затенённой поверхности экрана. Отражённая волна от «освещённой» области экрана не оказывает влияния на источник ЭМП.

Поле излучения элемента Гюйгенса в дальней зоне $r \gg \lambda$ имеет вид

$$\begin{cases} \vec{E}_m \approx \frac{jkE_m^S \Delta S}{4\pi} (1 + \cos q) (q_0 \cos \alpha - a_0 \sin \alpha) \frac{e^{-jkr}}{r}; \\ \vec{H}_m \approx \frac{jkE_m^S \Delta S}{4\pi Z_0} (1 + \cos q) (q_0 \cos \alpha - a_0 \sin \alpha) \frac{e^{-jkr}}{r}, \end{cases} \quad (9)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число;

E_m^S – амплитуда поля падающей волны в плоскости отверстия S ;

ΔS – площадь элемента Гюйгенса;

Z_0 – характеристический импеданс среды, заполняющей отверстие ($Z_0 = 120\pi$ для свободного пространства);

$\vec{\theta}_0, \vec{\alpha}_0$ – угловые орт-векторы;

Согласно методу Гюйгенса поле в точке наблюдения B определяется путем векторного интегрирования всех элементов Гюйгенса по площади отверстия S . Результат интегрирования дает

$$\vec{E}_m(q, \alpha) = \frac{jk A \cdot a \cdot b e^{-jkr}}{2\pi r} (q_0 \cos \alpha - a_0 \sin \alpha) f(q, \alpha) \cdot F(u) \cdot F(v), \quad (10)$$

где $\dot{A} = A e^{jv}$ – комплексная амплитуда напряженности электрического поля на отверстии;

$f(\theta) = 0,5(1 + \cos \theta)$ – функция направленности элемента Гюйгенса (в плоскости $\alpha = \text{const}$, представляет собой кардиоиду),

и интегралы Френеля

$$F(u) = \sin(u)/u;$$

$$F(v) = \sin(v)/v.$$

Здесь

$$u = 0,5ka \sin\theta \cos\alpha;$$

$$v = 0,5kb \sin\theta \cos\alpha.$$

Излучение отверстия в область $z > 0$ удобно характеризовать при помощи функции излучения:

$$F(q, a) = \frac{E_m^B(q, a)}{E_{\max}^B} = f(q)F(u)F(v), \quad (11)$$

где E_{\max}^B – максимальное значение напряженности поля в (11), наблюдаемое при $\theta = 0$.

Множитель $f(\theta, \alpha)$, входящий в (11), характеризует направленность элемента Гюйгенса, а интегралы $F(u)$ и $F(v)$ отображают эффект наложения локальных волн, создаваемых всеми элементами Гюйгенса на отверстии S . Так как при $a \gg \lambda$ ($b \gg \lambda$) эти множители изменяются гораздо быстрее, чем функция $f(\theta, \alpha)$, то они получили название *интерференционных множителей*. Функции $F(u)$ и $F(v)$ имеют ряд экстремумов (лепестков). При $u = 0$ и $v = 0$ эти функции имеют первый и главный всплеск. Ширина лепестка зависит как от геометрических размеров отверстия экрана (a и b), длины волны λ , так и от углового положения точки наблюдения (относительно нормали к плоскости экрана). При соотношениях $a/\lambda \rightarrow \infty$ и $b/\lambda \rightarrow \infty$ угловая ширина главного лепестка стремится к нулю. На рис. 7 приведены диаграммы $|F(u)|$ в декартовой (рис. 7, а) и полярной (рис. 7, б) системах координат при $\alpha = 0$. Величина $2\theta_0$ характеризует угловую ширину «луча». Нули функций $|F(u)|$ и $|F(v)|$ определяются из условий

$$\frac{1}{2}ka \sin q_0 = \pm mp; \quad \frac{1}{2}kb \sin q_0 = \pm mp, \quad (12)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$

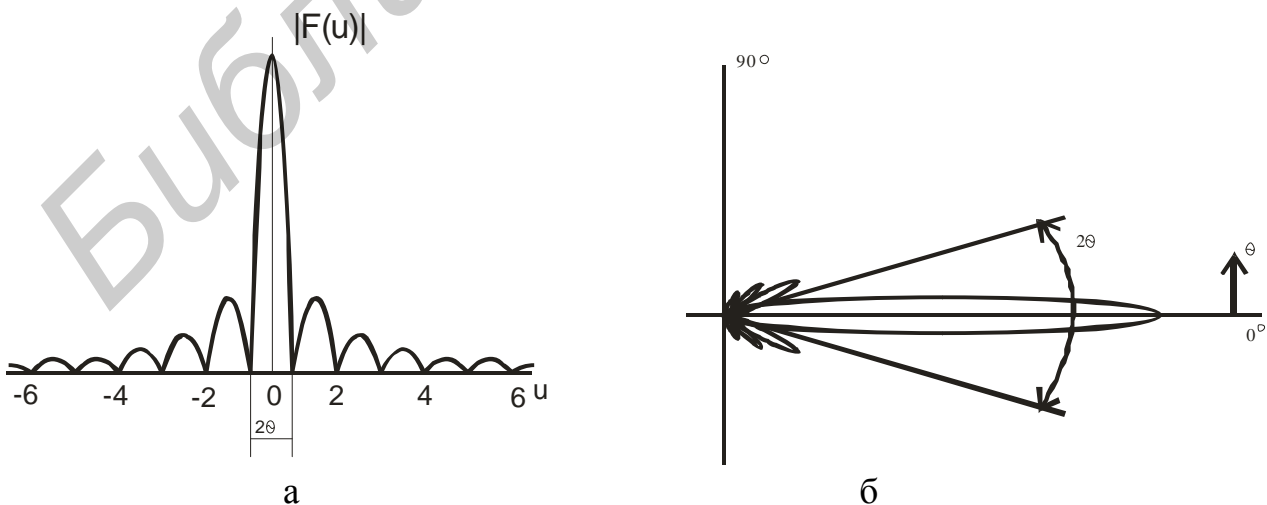


Рис. 7. Диаграмма модуля интерференционного множителя

в декартовой (а) и полярной (б) системах координат

Дифракция Френеля

По мере приближения точки наблюдения В к экрану условия (9) нарушаются и волновой процесс на отверстии имеет более сложный характер. При $d_1 \gg 1$ и $d_2 \gg 1$ волновой процесс получил название дифракции Френеля.

В этом случае результат интегрирования выражается через специальные функции, называемые интегралами Френеля:

$$\begin{aligned} E_m^S(x, y, z) &= \frac{j}{2} E_m^0(z) [C(u) - jS(u)] \Big|_{u_1}^{u_2} [C(n) - jS(n)] \Big|_{n_1}^{n_2}; \\ H_m^S(x, y, z) &= \frac{j}{2} H_m^0(z) [C(u) - jS(u)] \Big|_{u_1}^{u_2} [C(n) - jS(n)] \Big|_{n_1}^{n_2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $u_{1,2} = \sqrt{\frac{k}{2z}} \left(x \pm \frac{a}{2} \right)$; $v_{1,2} = \sqrt{\frac{k}{2z}} \left(x \pm \frac{b}{2} \right)$ – вспомогательные переменные;

$C(u) = \sqrt{\frac{2}{p}} \int_0^u \cos(t^2) dt$; $S(u) = \sqrt{\frac{2}{p}} \int_0^u \sin(t^2) dt$ – интегралы Френеля;

H_m^0, E_m^0 – напряженности поля падающей волны.

График зависимости интегралов Френеля для положительных значений параметра u и представлен на рис. 8.

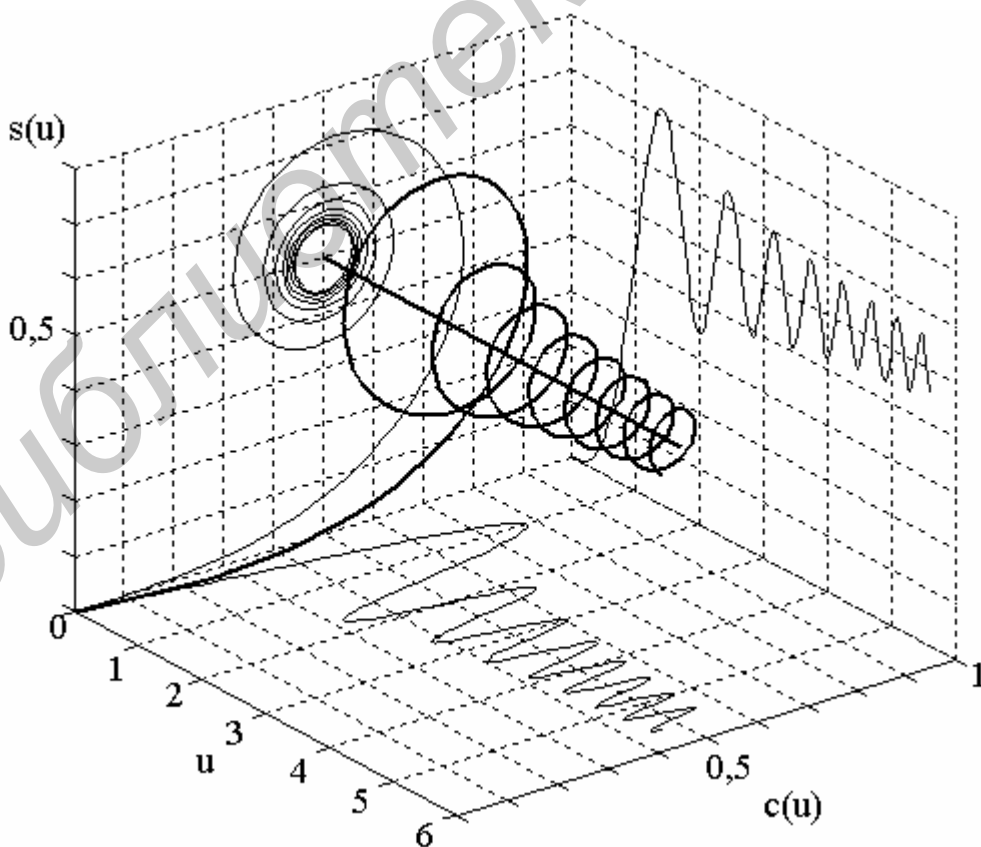


Рис. 8. Спираль Корню и ее проекции

При $u \rightarrow \infty$ интегралы $C(u)$ и $S(u)$ стремятся к значению 0,5. Интегралы Френеля являются нечетными функциями:

$$C(u) = -C(-u); \quad S(u) = -S(-u). \quad (14)$$

Для характеристики поля дифракции удобно ввести дифракционный множитель

$$\mathcal{F}(u,v) = \frac{E_m^S}{E_m^0} = \frac{\mathcal{F}_m^S}{\mathcal{F}_m^0}, \quad (15)$$

который согласно (2.14) выражается как

$$\mathcal{F}(u,v) = \mathcal{F}(u)\mathcal{F}(v) = \left[\frac{e^{j\frac{p}{4}}}{\sqrt{2}} \Phi(u) \right] \left[\frac{e^{-j\frac{p}{4}}}{\sqrt{2}} \Phi(v) \right], \quad (16)$$

где $\Phi(u) = [C(u_2) - jS(u_2)][C(u_1) - jS(u_1)]$,

$$\Phi(n) = [C(n_2) - jS(n_2)][C(n_1) - jS(n_1)]. \quad (17)$$

Например, для определения $\Phi(u)$ необходимо вычислить разность двух значений $C(u)$ и $S(u)$. Наглядность этим действиям придаёт диаграмма, на которой нужные комплексные числа представляются в виде радиусов-векторов. Это так называемая спираль Корню (рис. 9): по осям декартовой системы координат отложены $C(u)$ и $S(u)$, а кривая соединяет точки, отвечающие равным аргументам этих функций (значения и нанесены на самой кривой). Для вычисления $\Phi(u)$ необходимо выбрать точки, соответствующие значениям, u_1 и u_2 , и соединить их с началом координат. Полученные таким образом радиусы-векторы изображают комплексные числа, а их разность изображается результирующим вектором, соединяющим точки u_1 и u_2 .

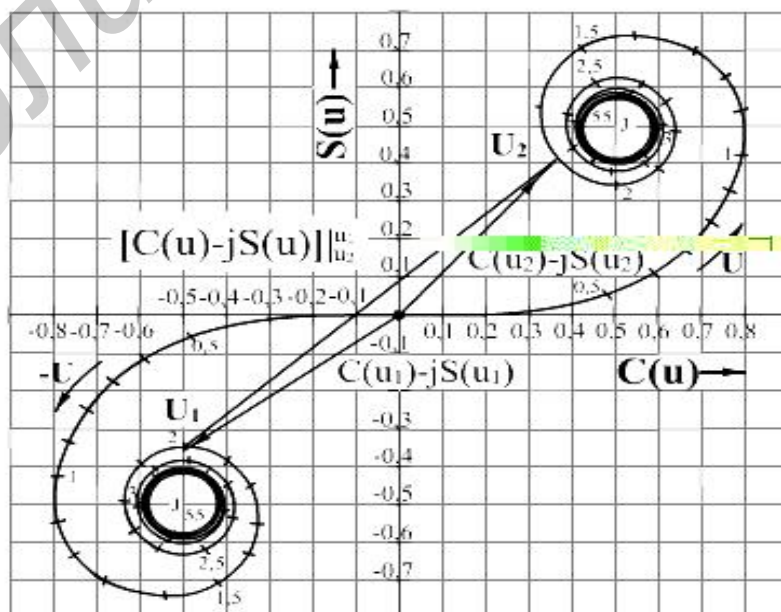


Рис. 9. Спираль Корню

Согласно (17) можно исследовать дифракционный множитель в соответствующей плоскости. Полагая, что $v = 0$, $u \rightarrow \text{var}$, исследуют поле в плоскости E, а при $u = 0$, $v \rightarrow \text{var}$ – в плоскости H.

Если значения параметров $|u|$ или $|v|$ велики, то точки лежат вблизи фокусов спирали Корню. При симметричном расположении отверстия относительно линии возрастания АВ (см. рис. 5) и $u, v \rightarrow \infty$, согласно (17), (18), получим

$$\mathfrak{F}(u) = \mathfrak{F}(v) = \sqrt{2} e^{-j\frac{p}{4}} \quad (18)$$

и $\mathfrak{F}(u, v) = 1$.

Для дифракции на поглощающей полуплоскости, расположенной, например, в плоскости E, с помощью выражений (17), (18) имеем

$$\mathfrak{F}(u, v) = 1, F(u) = \frac{e^{j\frac{p}{4}}}{\sqrt{2}} \left[\frac{1}{2} - C(u) - j \left[\frac{1}{2} - S(u) \right] \right], \quad (19)$$

где $u = x_0 \sqrt{\frac{2(1+l_1+l_2)}{l_1 l_2}}$ берется со знаком «+», если расстояние от кромки экрана до линии визирования $x_0 > 0$, и со знаком «-», если $x_0 < 0$ (рис. 10).

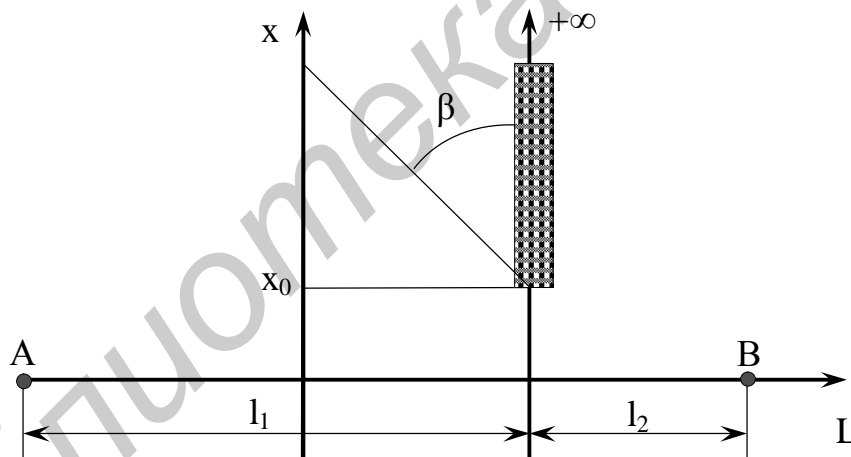


Рис. 10. Пояснения к определению дифракционного множителя

На рис. 11 представлены зависимости модуля (рис. 11, а):

$$|\mathfrak{F}(u)| = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left[\frac{1}{2} - C(u) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} - S(u) \right]^2} \quad (20)$$

и фазы (рис. 11, б):

$$j = \frac{p}{4} - \text{arctg} \left[0,5 \frac{1 - 2S(u)}{1 - 2C(u)} \right] \quad (21)$$

дифракционного множителя для поглощающей полуплоскости.

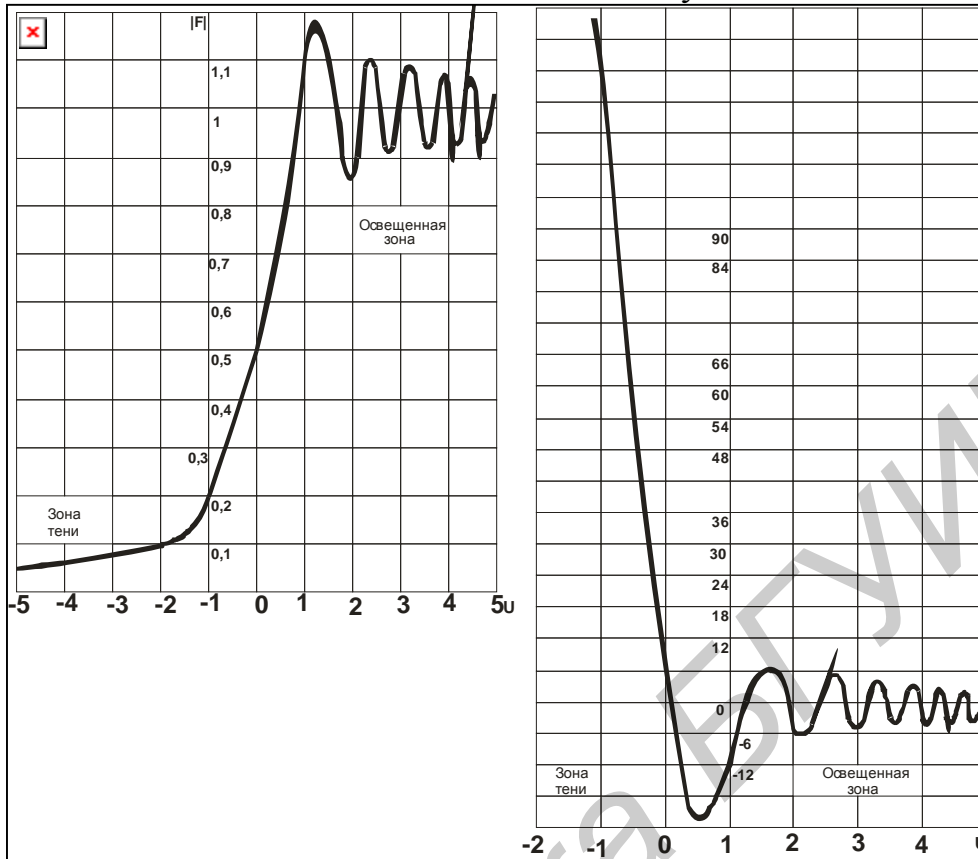


Рис. 11. Модуль (а) и фаза (б) дифракционного множителя

Как видно из рис. 11, в освещенной области ($x_0 > 0$) наблюдаются осцилляции амплитуды и фазы, которые объясняются интерференцией прямой волны с волной, отражённой краем экрана. В области тени ($x_0 < 0$) обе эти величины изменяются монотонно.

Любой поворот плоскости экрана, при котором не меняется проекция этого экрана на плоскость, перпендикулярную трассе, не вызывает изменения ослабления. Если проекция края экрана на плоскость, перпендикулярную трассе, не горизонтальна, а повернута на некоторый угол β (см. рис. 10), то при расчёте поля величину x_0 следует отсчитывать по перпендикуляру к проекции экрана. Электрические свойства экрана практически не влияют на величину ослабления.

На рис. 12 представлены расчётные зависимости модуля дифракционного множителя $|F(u)|$ для различных значений дифракционного параметра $\mathfrak{d} = d/l_z$ и размеров бесконечной щели с толщиной d в экране. На рис. 13 даны результаты расчёта $|F(u)|$ для фиксированного значения размеров отверстия, но для различных расстояний Z от экрана до точки наблюдения. С помощью этих рисунков можно проследить за изменением вида дифракции. Штриховые линии на рис. 12 и 13 соответствуют представлению геометрической оптики.

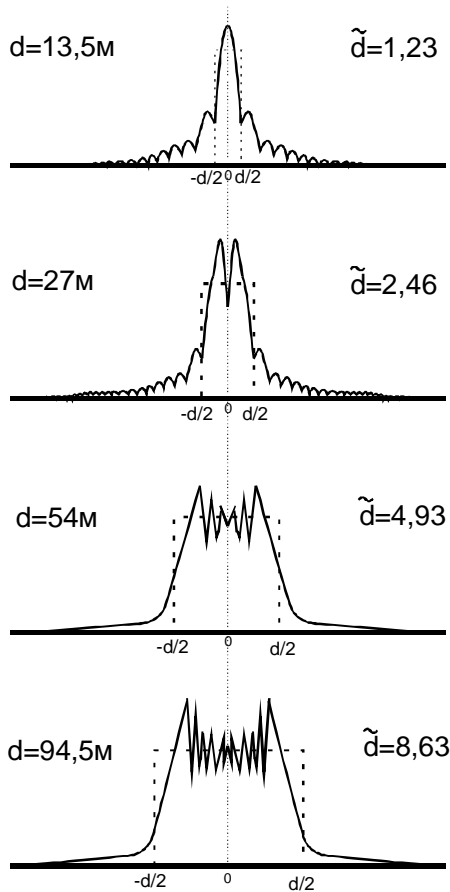


Рис. 12

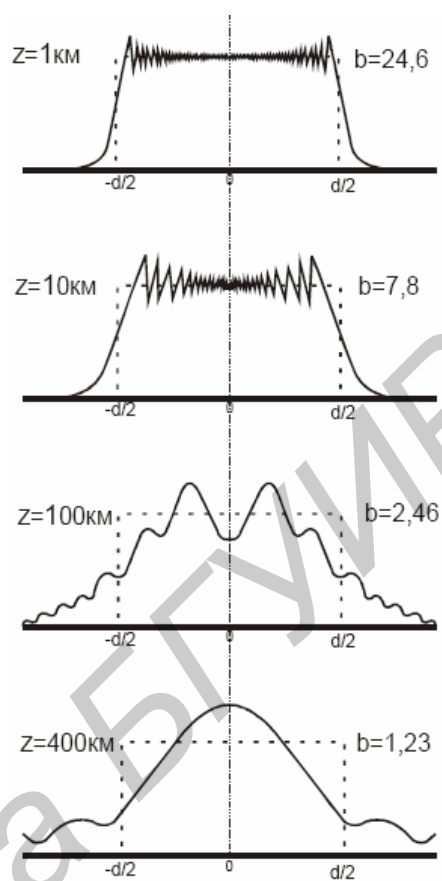


Рис. 13

2. Экспериментальная часть

2.1. Измерительная установка

Структурная схема измерительной установки приведена на рис. 14.

Напряжение постоянного тока с регулируемого источника питания 1 подается на генератор сверхвысокой частоты 2. Изменением напряжения питания добиваются устойчивой работы СВЧ-генератора. Для уменьшения влияния расогласования в тракте передачи последовательно с генератором СВЧ включен ферритовый вентиль 3. Формирование ЭМП в плоскости экранов Q 6 и 7 обеспечивает рупорная антенна 5, мощность излучения которой регулируется с помощью аттенюатора 4.

Электромагнитная волна после дифракции на поглощающих экранах 6 и 7 поступает в приемную антенну 8. Энергия поля дифракции измеряется с помощью микроамперметра 10. Для преобразования СВЧ-поля в постоянный ток служит детекторная секция 9.

Перемещая экраны 6 и 7 вдоль направляющих, можно регулировать величину зазора $2x_0$ и соответственно интенсивность ЭМП в точке приема.

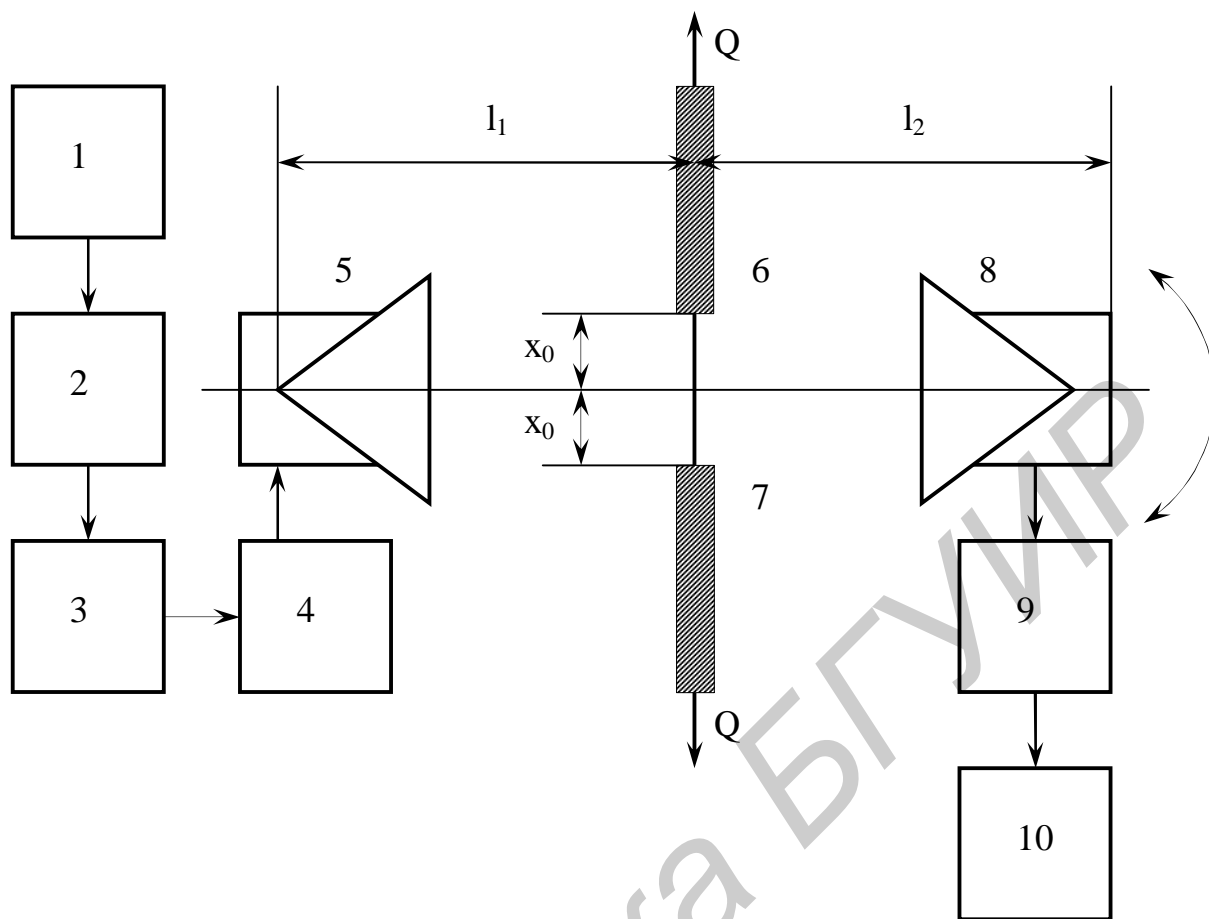


Рис. 14. Структурная схема измерительной установки

Конструкция измерительной установки предусматривает возможность проведения измерений с одним экраном (6 или 7), а также возможность перемещения приемника (передатчика) по дуге окружности с центром в плоскости экрана на линии визирования. Кроме этого имеется возможность изменения расстояния l_1 , а также амплитудно-фазового распределения поля в плоскости экранов путем замены передающей антенны 5.

2.2. Задание и порядок выполнения работы

1. Ознакомиться со структурной схемой, аппаратурой и элементами измерительной установки, описанием приборов и инструкцией по эксплуатации СВЧ-генератора.
2. Проверить правильность соединения блоков, установки непрозрачных экранов.
3. Установить заданную частоту колебаний СВЧ, перемещая короткозамыкающий поршень на генераторе СВЧ. Установку частоты производить на основе калибровочного графика.
4. Включить источник питания и настроить детекторную секцию на рабочую частоту по максимальным показаниям тока микроамперметра 10.

5. Проверить устойчивость генерации СВЧ-мощности. Для этого необходимо в небольших пределах плавно изменять напряжение на источнике питания.

6. Установить оптимальное значение напряжения, при котором показания микроамперметра максимальны.

7. Установить необходимый уровень излучаемого сигнала с помощью аттенюатора 4.

8. При снятом экране 6 перемещать экран 7 вдоль направляющих с величиной смещения x_0 , задаваемой преподавателем, и фиксировать показания прибора 10.

9. Произвести измерения, аналогичные п. 8, при симметричном смещении двух экранов 6 и 7 относительно линии визирования.

10. Установить между экранами фиксированное расстояние и снять характеристику направленности щелевой диафрагмы, перемещая излучающую секцию по дуге окружности. В процессе проведения измерений необходимо ориентировать плоскость излучающей поверхности антенны по нормали к радиусу дуги окружности в каждой контрольной точке.

11. Пользуясь аналогичными соотношениями и графиками, приведенными в разд. 2, произвести расчет дифракционных множителей $|x_0|$ для одиночного экрана и симметричной щелевой диафрагмы в зависимости от величины смещения экранов.

12. Построить экспериментальные зависимости $(I/I_{\max})^{1/2} = f(x)$ по пп. 8, 9.

13. Сравнить результаты экспериментального и теоретического исследований, полученные при выполнении пп. 10 и 11. Сделать выводы.

14. Рассчитать диаграмму направленности щелевой диафрагмы, пользуясь выражением (12).

15. Построить экспериментальную зависимость $(I/I_{\max})^{1/2} = f(\theta)$, полученную в п. 10.

16. Сравнить результаты экспериментального и теоретического исследования, полученные при выполнении пп. 14 и 15.

17. Повторить измерения по пп. 8–10 для ортогональной поляризации излучаемого и принимаемого сигналов.

18. Сравнить результаты для двух поляризаций с теоретическими. Сделать выводы.

2.3. Моделирование с использованием программы «difr»

В рамках лабораторной работы можно провести численное моделирование дифракции электромагнитного поля на непрозрачном экране.

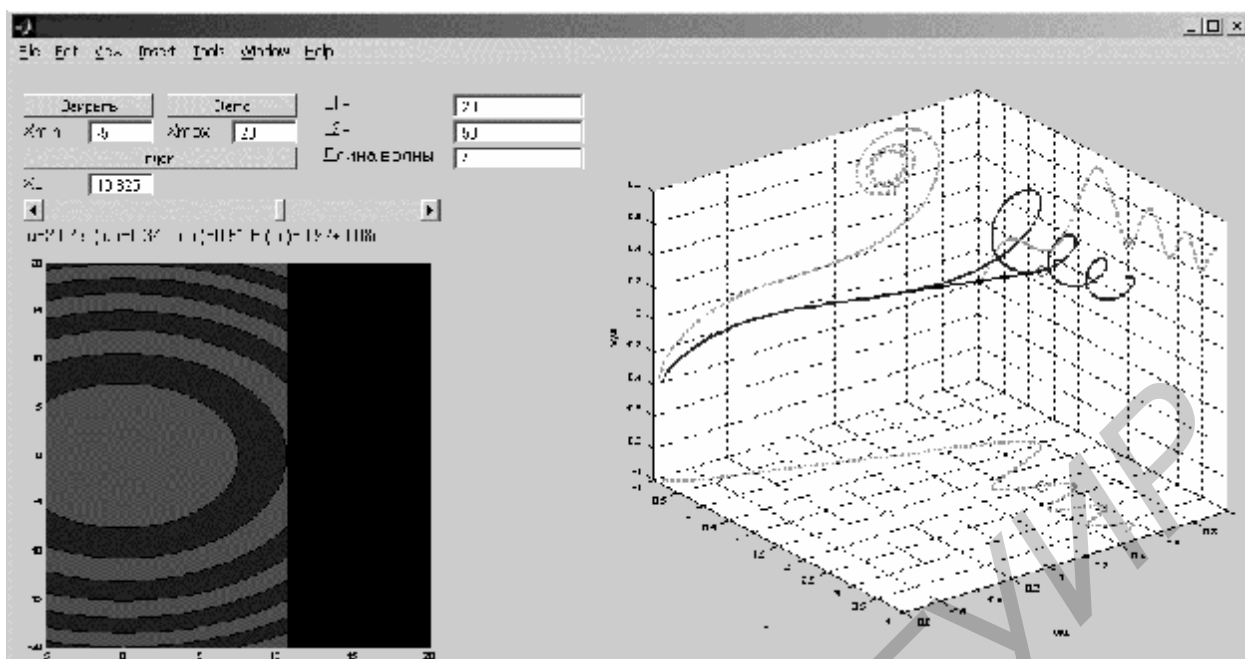


Рис. 15. Интерфейс программы «difr»

Краткие сведения о программе

Программа обладает следующими возможностями:

- задание основных параметров: длина излучаемой волны, расстояния от экрана до передающей и приёмной антенны (L_1 , L_2), а также диапазон смещения экрана (X_{\min} , X_{\max}) и его текущее положение (X_0);
- отображение зависимости интегралов Френеля от смещения экрана в трёхмерных координатах, т.е. трёхмерной спирали Корню;
- отображение модуля и фазы дифракционного множителя;
- отображение зон Френеля в плоскости сечения экрана и непосредственно самого экрана;
- наблюдение изменение дифракционного множителя и значений интегралов Френеля в динамическом режиме;
- вывод численных значений дифракционного множителя ($F(u)$) и интегралов Френеля ($s(u)$ и $c(u)$).

Задание при моделировании

1. Установить параметры в соответствии с вариантом из табл. 1.

Таблица 1

Вариант	X_{\max} , см	X_{\min} , см	L_1 , см	L_2 , см	Длина волны, см
1	-5	25	20	50	5
2	-10	15	50	20	8
3	-20	46	45	30	11
4	-40	80	55	35	20

2. Проследить за поведением интегралов Френеля в зависимости от смещения экрана в режиме demo. Сделать выводы.

3. Занести в табл. 2 значения дифракционного множителя (действительную Re и мнимую Im часть) с шагом $0,2\lambda$.

Таблица 2

x								
Im F								
F								
φ								

4. Рассчитать значения модуля и фазы дифракционного множителя, построить их графики. Проанализировать и сделать выводы.

5. При наличии результатов натурального эксперимента провести их сравнение с численными данными.

3. Содержание отчета

1. Цель лабораторной работы.
2. Структурная схема экспериментальной установки.
3. Результаты экспериментальных и теоретических исследований.
4. Выводы.

4. Контрольные вопросы

1. В чем заключается различие геометрической и физической оптики?
2. Как определяются параметры и характеристики области пространства существенной зоны для РРВ? По каким критериям ограничиваются ее геометрические размеры?
3. Как определяется минимальная зона при РРВ?
4. В чем состоит сущность метода Гюйгенса–Кирхгофа? Как он реализуется при решении внутренних и внешних задач электродинамики?
5. Почему волновой фронт в однородной среде перемещается от источника излучения?
6. Как объяснить приближенность соотношений (4) и (5)?
7. Как определить радиус зон Френеля в точке расположения источника и приемника излучения?
8. В чем состоит существенное различие дифракций Френеля и Фраунгофера?
9. Поясните методику расчета полей дифракции в зоне Френеля и в зоне Фраунгофера.

10. Что называется дифракционным множителем? Как экспериментально определить дифракционный множитель?

11. Чем обусловлен осциллирующий характер дифракционного множителя? Почему изменяется период пульсаций?

12. Чему равно максимальное значение модуля дифракционного множителя при дифракции на полуплоскости и отверстии в экране?

13. Что называют зонами Френеля?

14. Как можно пояснить происхождение спирали Корню?

15. Как влияет поляризация источника ЭМП на дифракционные явления в случае проводящего и поглощающего экранов?

16. Какими параметрами характеризуется диаграмма направленности отверстия в поглощающем экране?

Литература

1. Кураев, А. А. Электродинамика и распространение радиоволн / А. А. Кураев, Т. Л. Попкова, А. К. Сеницын. – Минск : Бестпринт, 2004.

2. Никольский, В. В. Электродинамика и распространение радиоволн : учеб. пособие для вузов / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М. : Наука, 1989.

3. Вольман, В. И. Техническая электродинамика / В. И. Вольман, Ю. В. Пименов. – М. : Связь, 2002.

4. Гололобов, Д. В. Распространение радиоволн и антенно-фидерные устройства : в 3 ч. Ч. 1 : Распространение радиоволн / Д. В. Гололобов, В. Б. Кирильчук. – Минск : БГУИР, 2004.

Содержание

Цель работы	3
1. Общие теоретические сведения	3
1.1. Область пространства, эффективно участвующая в передаче энергии радиоволн	3
1.2. Виды дифракции на отверстиях	9
2. Экспериментальная часть	16
2.1. Измерительная установка	16
2.2. Задания и порядок выполнения работы	17
2.3. Моделирование с использованием программы «difr»	18
3. Содержание отчета	20
4. Контрольные вопросы	20
Литература	21

Учебное издание

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ РАДИОВОЛН
НА ОТВЕРСТИИ В НЕПРОЗРАЧНОМ ЭКРАНЕ**

Методические указания к лабораторной работе №6
по курсам «Электродинамика и распространение радиоволн»,
«Электромагнитные поля и волны»
для студентов всех форм обучения

Составители:

Гололобов Дмитрий Владимирович
Кижлай Игорь Николаевич
Кирильчук Валерий Борисович и др.

Редактор Н. В. Гриневич
Корректор М. В. Тезина

Подписано в печать 27.05.2008.
Гарнитура «Таймс».
Уч.-изд. л. 1,5.

Формат 60×84 1/16.
Печать ризографическая.
Тираж 150 экз.

Бумага офсетная.
Усл. печ. л. 1,51.
Заказ 117.

Издатель и полиграфическое исполнение: Учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
ЛИ №02330/0056964 от 01.04.2004. ЛП №02330/0131666 от 30.04.2004.
220013, Минск, П. Бровки, 6