Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники

А. Е. Мандель, Д. В. Окунев, А. В. Фатеев

Электродинамика и распространение радиоволн: лабораторный практикум

Лабораторный практикум для студентов, обучающихся по инженерно-техническим направлениям подготовки

Томск
2022

УДК 537.8(075.8) + 621.371.3(075.8)
ББК 22.336я73

Рецензент:
Шарангович С. Н., зав. кафедрой сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники, канд. физ.-мат. наук

Мандель Аркадий Евсеевич
Электродинамика и распространение радиоволн: лабораторный практикум / А. Е. Мандель, Д. В. Окунев, А. В. Фатеев – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2022. – 47 с.

Приведено описание и методические указания по выполнению лабораторных работ по курсу «Электродинамика и распространение радиоволн». Лабораторные работы выполняются на кафедре сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники и предназначены для студентов, обучающихся по инженерно-техническим направлениям подготовки.

УДК 537.8(075.8) + 621.371.3(075.8)
ББК 22.336я73

© Мандель А.Е., Окунев Д.В. Фатеев А.В., 2022
© Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 202

ПРЕДИСЛОВИЕ

В лабораторном практикуме приведены описания лабораторных работ по курсу «Электродинамика и распространение радиоволн». Данные работы выполняются в специализированной учебной лаборатории кафедры Сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники.

В практикуме приведено описание и методические указания по выполнению 4-х лабораторных работ. Описание каждой лабораторной работы содержит краткие теоретические сведения, лабораторное задание, описание экспериментальной установки, методику проведения экспериментальной части работы, контрольные вопросы и список рекомендуемой литературы.

Лабораторный практикум предназначен для студентов, обучающихся по инженерно-техническим направлением подготовки.

Лабораторная работа № 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

1 Цель работы

Вопросы, связанные с отражением электромагнитных волн, играют важную роль в таких областях радиотехники, как радиосвязь и телевидение, радиолокация и экранирование.

Отражение электромагнитных волн подчиняется тем же законам Снеллиуса, что и отражение световых волн (поскольку световые волны – это тоже электромагнитные волны). Необходимо иметь в виду, что законы Снеллиуса справедливы только для идеально гладких поверхностей. Отражение в этом случае называется зеркальным.

Целью работы является:

- исследование явлений отражения и преломления линейно поляризованного электромагнитного излучения при его наклонном падении на границу раздела двух сред;
- изучение видов поляризации электромагнитных волн.

2 Основные положения теории

2.1 Поляризация электромагнитных волн

Волны, распространяющиеся в однородной изотропной среде без потерь, являются поперечными волнами, т. е. векторы $\overline{E}$ и $\overline{H}$ этих волн перпендикулярны направлению распространения и взаимно перпендикулярны. Векторы $\overline{E}$ и $\overline{H}$ изменяются в фазе. Поверхность, во всех точках которой векторы $\overline{E}$ и $\overline{H}$ имеют одну и ту же фазу, называется фазовой поверхностью.

В электромагнитной волне векторы электрического и магнитного полей в каждый момент времени определенным образом ориентированы в пространстве. Если векторы поля, изменяясь по абсолютной величине, не изменяют своего направления в пространстве, то такие электромагнитные волны называют поляризованными линейно.

Плоскость, проходящая через вектор $\overline{E}$ и направление распространения волны, называется плоскостью поляризации. У линейно-поляризованной волны плоскость поляризации не меняет своей ориентации в пространстве (рисунок 2.1).

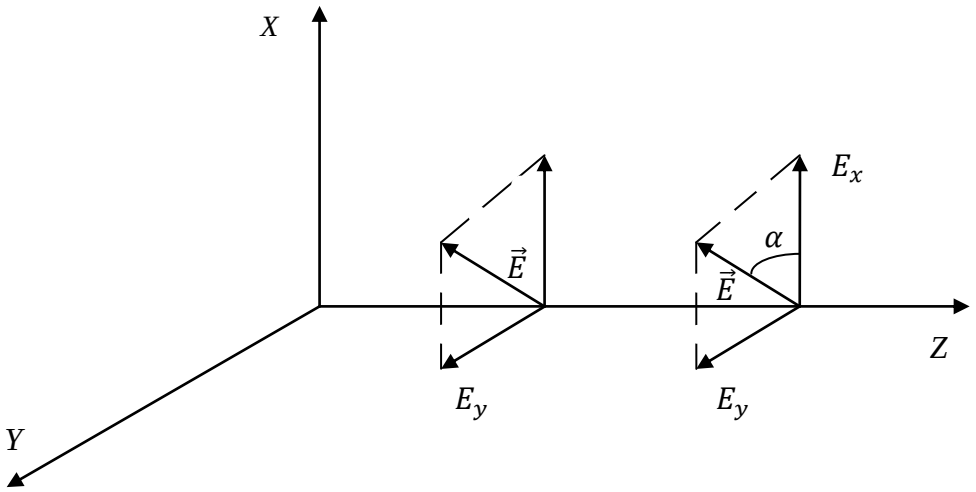


Рисунок 2.1 – Распространение линейно поляризованной волны

Линейная поляризация не единственно возможная. Рассмотрим другие виды поляризации в режиме гармонических колебаний. Будем считать, что существуют одновременно две волны одной частоты. Векторы напряженности электрического поля у них взаимно перпендикулярны. Для определенности предположим, что плоскость поляризации первой волны – плоскость ***XOZ***, второй – плоскость ***YOZ***. Ось ***"z"*** направлена на читателя (рисунок 2.1). Рассмотрим случай сложения волн с линейной поляризацией, имеющих фазовый сдвиг δ, для чего запишем выражения для векторов электрического поля горизонтально и вертикально поляризованных волн, бегущих вдоль оси *z*.

$$E_x = E_{10} \cdot \sin(\omega t - kz), \tag{0.1}$$

$$E_y = E_{20} \cdot \sin(\omega t - kz + \delta). \tag{0.2}$$

Просуммируем (2.1) и (2.2), предварительно записав (2.2) в виде

$$E_y = E_{20} \cdot \left[\sin\left(\omega t - kz\right)\cos\delta + \cos\left(\omega t - kz\right)\sin\delta \right]$$

и исключив из равенств $\sin\left(\omega t - kz\right)$ и $\cos\left(\omega t - kz\right)$. В результате получим:

$$\left(\frac{E_x}{E_{10}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{20}}\right)^2 = 2\frac{E_x E_y}{E_{10}E_{20}}\cos\delta + \sin\delta^2. \tag{2.3}$$

Рассмотрим частные случаи, описываемые этим уравнением.
1) При $\delta = \pm\pi/2$ $\cos\delta = 0$, а $\sin\delta = \pm 1$ уравнение (2.3) примет вид

$$\left(\frac{E_x}{E_{10}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{20}}\right)^2 = 1 \tag{2.4}$$

Если $E_{10} \neq E_{20}$ – выражение является уравнением эллипса с центром в начале координат. Полуоси эллипса (рисунок 2.2) равны E_{10} и E_{20}.

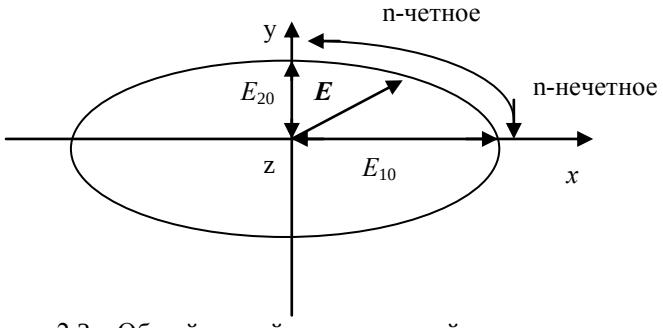


Рисунок 2.2 – Общий случай эллиптической поляризации

Так как $\cos\delta = 0$ при $\delta = \frac{\pi}{2} + n\pi$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$. то система уравнений (2.1) и (2.2) при ($z = 0$) может быть записана в виде:

$$E_x = E_{10}\sin\omega t,$$
$$E_y = E_{20}\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2} + n\pi\right) = E_{20}(-1)^{n+1}\cos\omega t.$$

Из этих равенств видно, что конец вектора ***E*** вращается по часовой стрелке при нечётном *n* и против стрелки при чётном *n*, если наблюдение за вращением вектора ***E*** ведётся против направления распространения волны. Эллипс становится окружностью, если $E_{10} = E_{20}$. Волна, конец вектора ***E*** которой с течением времени описывает окружность, является волной с круговой поляризацией.

2) При δ = 0, ± π cos δ = ± 1, а $\sin\delta = 0$ соотношение (2.3) превращается в равенство $Ex/E_{10} \pm Ey/E_{20} = 0$, которое при cos 0=+1 и cos±π =-1 представляет прямые Ex/E_{10}-Ey/E_{20} *=0,* Ex/E_{10}+Ey/E_{20} *=0.* В этом случае конец суммарного вектора ***E*** движется по прямой. Получается линейно поляризованная волна (рисунок 2.3), являющаяся предельным случаем эллиптически поляризованной волны.

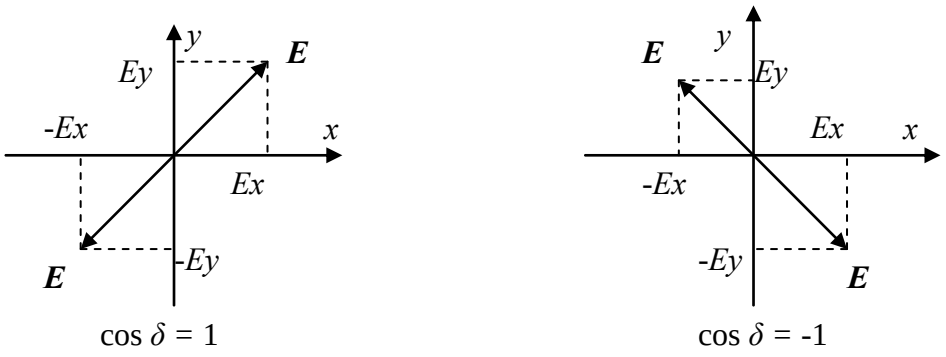


Рисунок 2.3 – Вырожденный случай сложения двух линейно поляризованных волн

На основании вышеизложенного можно сделать следующий вывод: электромагнитная волна с любой поляризацией может быть представлена в виде суперпозиции двух линейно поляризованных волн, плоскости колебаний электрического вектора которых взаимно перпендикулярны. Волну с круговой поляризацией можно преобразовать в волну с линейной поляризацией, отфильтровав одну из линейно поляризованных волн.

2.2 Отражение и преломление электромагнитных волн при наклонном падении

Изучая наклонное падение волны на плоскую границу, мы рассмотрим два качественно различных случая. В первом из них электрический вектор падающей волны параллелен граничной плоскости (рисунок 2.4а) и, следовательно, перпендикулярен плоскости падения *P*. Волна, как мы будем условно считать, поляризована при этом горизонтально. Во втором случае (рисунок 2.4б) волна поляризована в плоскости падения, т. е., по определению, вертикально. Любую линейно поляризованную волну можно разложить на компоненты горизонтальной и вертикальной поляризации с тем, чтобы рассматривать их в отдельности.

В качестве границы сред возьмем плоскость *xOy* (рисунок 2.5), так что постоянная распространения *k:*

$$\left.\begin{aligned} k &= k_1 \quad \text{при} \quad z < 0, \\ k &= k_2 \quad \text{при} \quad z > 0. \end{aligned}\right\}.$$

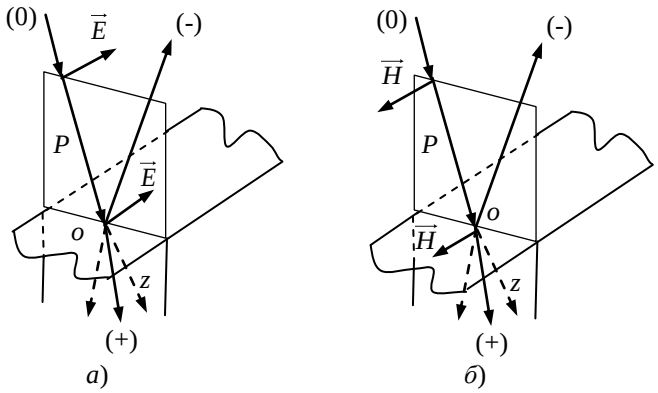


Рисунок 2.4 – Наклонное падение плоской волны на границу раздела сред:
а) горизонтальная поляризация волны; б) вертикальная поляризация волны

Волна, распространяясь в первой среде в плоскости *yOz*, падает на границу под углом ϕ к нормали, совпадающей с отрицательной осью z.

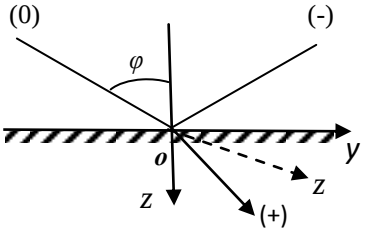


Рисунок 2.5 – Выбор осей координат при наклонном падении волны

Рассмотрим падение zвертикально поляризованной волны на границу раздела двух диэлектриков. Вектор ***E*** вертикально поляризованной волны лежит в плоскости падения – плоскости, проходящей через нормаль к границе раздела и направление движения волны.

На рисунке 6 представлены падающая, отраженная и преломлённая волны с вертикальной поляризацией и соответствующие им векторы: ***Eiв***, ***Erв*** и ***Etв***, лежащие в плоскости падения и векторы ***Hiв***, ***Hrв*** и ***Htв*** ортогональные этой плоскости. Углы θ_i, θ_r и θ_t являются углами падения, отражения и преломления соответственно.

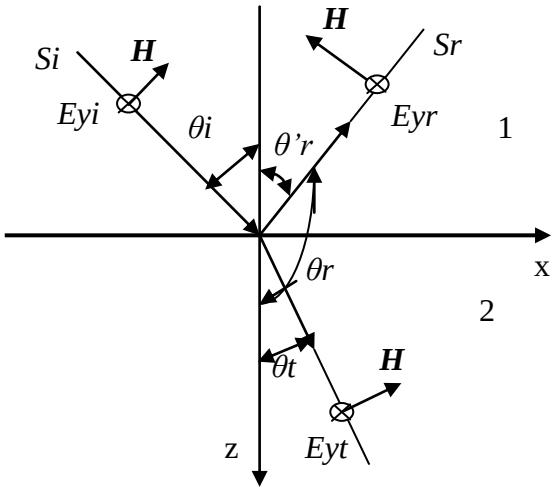


Рисунок 2.6 – Падение вертикально поляризованных волн на границу раздела двух диэлектриков

Выражения для коэффициентов отражения R и преломления T получают с использованием граничных условий: $E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$ и $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$ при $z=0$. Для вертикально поляризованной волны выражения для коэффициентов отражения Rв и преломления Tв имеют вид:

$$R_в = \frac{E r_в}{E i_в} = \frac{Z_{W1}\cos\theta i - Z_{W2}\cos\theta t}{Z_{W1}\cos\theta i + Z_{W2}\cos\theta t}, \tag{2.5}$$

$$T_в = \frac{E t_в}{E i_в} = \frac{2Z_{W2}\cos\theta i}{Z_{W1}\cos\theta i + Z_{W2}\cos\theta t}, \tag{2.6}$$

где $Z_{W1} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0\varepsilon_1}}$ и $Z_{W1} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0\varepsilon_2}}$ волновые сопротивления первой и второй сред;

ε_1, ε_2 – их относительные диэлектрические проницаемости.

Полученные формулы носят название формул Френеля. Используя законы Снеллиуса:

$$\theta i = \theta' r\,,\ \frac{\sin\theta i}{\sin\theta t} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1}}, \tag{2.7}$$

выражения (2.7) легко преобразовать к более удобному для анализа виду. Положив $n_1 = 1$, (т. к. первая среда - воздух), можно записать:

$$R_в = \frac{E r_в}{E i_в} = -\frac{\left(1-\sin^2\theta i\right)^{1/2} - \frac{1}{n_2}\left(1-\frac{\sin^2\theta i}{n_2^2}\right)^{1/2}}{\left(1-\sin^2\theta i\right)^{1/2} + \frac{1}{n_2}\left(1-\frac{\sin^2\theta i}{n_2^2}\right)^{1/2}}, \tag{2.8}$$

$$T_в = \frac{E t_в}{E i_в} = \frac{2\left(1-\sin^2\theta i\right)^{1/2}}{n_2\left(1-\sin^2\theta i\right)^{1/2} + \left(1-\frac{\sin^2\theta i}{n_2^2}\right)^{1/2}}. \tag{2.9}$$

В формулах (2.7, 2.8, 2.9) n_1, n_2 – показатели преломления первой и второй сред.

На рисунке 2.7 представлены: падающая, отраженная и преломлённая волны с горизонтальной поляризацией.

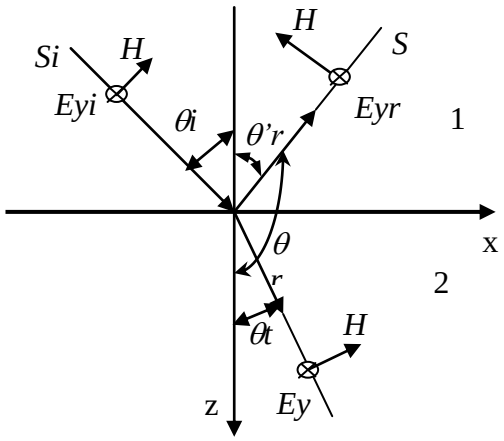


Рисунок 2.7 – Преломление и отражение горизонтально поляризованной волны

Исходя из граничных условий для горизонтальной поляризации: $1+R_г=T_г$ и $1-R_г=T_г\left(Z_{W1}/Z_{W2}\right)\left(\cos\theta t/\cos\theta i\right)$, запишем выражения для волновых коэффициентов при горизонтальной поляризации: $R_г$ и $T_г$.

$$R_г=\frac{E_{rг}}{E_{iг}}=\frac{Z_{W2}\cos\theta i-Z_{W1}\cos\theta t}{Z_{W2}\cos\theta i+Z_{W1}\cos\theta t}, \tag{2.10}$$

$$T_г=\frac{E_{rг}}{E_{iг}}=\frac{2Z_{W2}\cos\theta i}{Z_{W2}\cos\theta i+Z_{W1}\cos\theta t} \tag{2.11}$$

или

$$R_г=\frac{E_{rг}}{E_{iг}}=\frac{\left(1-\sin^2\theta i\right)^{1/2}-n_2\left(1-\dfrac{\sin^2\theta i}{n_2^2}\right)^{1/2}}{\left(1-\sin^2\theta i\right)^{1/2}+n_2\left(1-\dfrac{\sin^2\theta i}{n_2^2}\right)^{1/2}}, \tag{2.12}$$

$$T_г=\frac{E_{tг}}{E_{iг}}=\frac{2\left(1-\sin^2\theta i\right)^{1/2}}{\left(1-\sin^2\theta i\right)^{1/2}+n_2\left(1-\dfrac{\sin^2\theta i}{n_2^2}\right)^{1/2}}. \tag{2.13}$$

Исследование формул Френеля и законов Снеллиуса позволяет установить наличие двух важнейших физических явлений: полного преломления и полного внутреннего отражения. Из (2.8) следует: если при вертикальной поляризации $1\text{-}\sin^2\theta i=1/n_2^2\text{-}\sin^2\theta i/n_2^4$, то $R_в=0$. Равенство имеет место при $\theta i=\theta_б=\arcsin n_2/(n_2\text{-}1)$, или $\theta_б=\operatorname{arctg} n_2$. Этот угол называют углом Брюстера.

При падении вертикально поляризованной электромагнитной волне под углом Брюстера коэффициент отражения $R_в=0$ и отражённой волны не будет. Это явление, называют явлением полного преломления. Из формулы (2.12) следует, что при горизонтальной поляризации явление полного преломления отсутствует.

При падении электромагнитных волн из оптически более плотной среды на границу менее плотной ($\varepsilon_1>\varepsilon_2$), угол падения превышает $\theta кр=\arcsin\dfrac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1}}$.В этом случае, согласно формуле $\sin\theta i.кр.=\sin\theta t\sqrt{\dfrac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$ (второй закон Снеллиуса), $\sin\theta t$ должен принимать значения, которые превышают 1. Этого не может быть при вещественном значении угла θt. Но если положить $\theta t=\psi+j\eta$, т. е. считать его комплексным, то при $\psi=\dfrac{\pi}{2}(4n+1)$, где $n=0\ \pm1\pm2\pm$ и т. д. , $\sin\theta t=\operatorname{ch}\eta>1$ при всех значениях $\eta\neq0$. В этом случае коэффициенты отражения $\left|\dot{R}_в\right|=\left|\dot{R}_г\right|=1$ и падающая волна полностью отражается в первую среду. Это явление носит название «полное внутреннее отражение».

3 Экспериментальная часть

3.1 Описание экспериментальной установки

Экспериментальная установка для исследования коэффициентов отражения от границы раздела двух диэлектрических сред при горизонтальной и вертикальной поляризации световой волны представлена на рисунок 3.1.

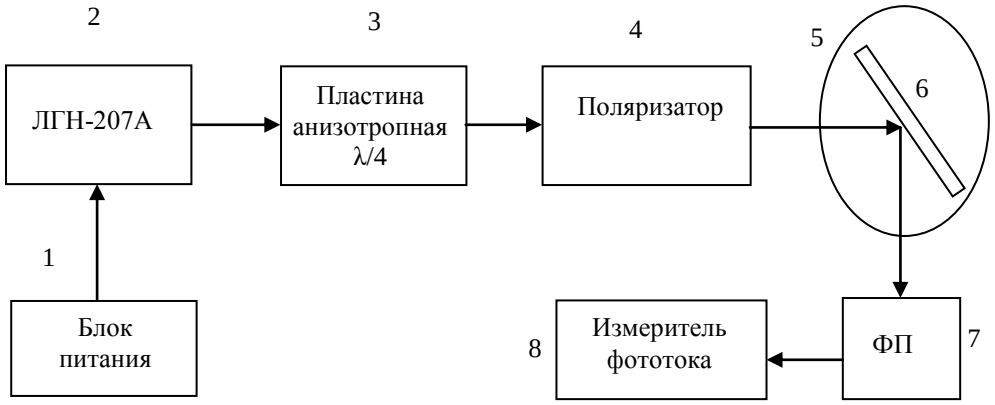


Рисунок 3.1 – Экспериментальная установка для исследования коэффициентов отражения от границы раздела двух сред

Экспериментальная установка состоит из гелий-неонового лазера ЛГН-207А (2) с блоком питания (1), четвертьволновой пластины (3), поляроида (4), поворотного столика (5),отражающей пластины (6), фотоприёмника (7), измерителя фототока (8).

Установка смонтирована на оптической скамье, позволяющей перемещать элементы вдоль продольной оси. Гелий-неоновый лазер (2) генерирует когерентное оптическое излучение с длиной волны $\lambda = 0{,}6328$ мкм. мощность 1 мВт. Излучение имеет горизонтальную поляризацию, так как вектор $\boldsymbol{E}$ перпендикулярен плоскости падения. Четвертьволновая пластинка (3) изготовлена из кристаллического кварца, направление оптической оси которой можно изменить путём вращения её вокруг оси $\boldsymbol{y}$, что позволяет получать круговую поляризацию. На поворотном столике (5) закреплён исследуемый образец (6) – пластинка из плавленого кварца (стекло). На поворотной станине закреплён фотоприёмник (7), который может вращаться вокруг поворотного столика. В качестве измерителя фототока (8) используется или цифровой микроамперметр, имеющий несколько пределов измерения.

3.2 Расчетное задание

Используя выражения (2.8), (2.9), (2.12) и (2.13) рассчитать зависимости модулей коэффициентов отражения $|R|$ и преломления $|T|$ от угла падения для двух поляризаций – вертикальной (Rв, Tв) и горизонтальной (Rг, Tг). Угол преломления определить по формуле – $\theta_t = \arcsin(\sin\theta_i / n_2)$ Расчёт выполнить для двух сред: с показателями преломления в соответствии с вариантом (таблица 3.1). Данные занести в таблицу 3.2

Таблица 3.1 – Варианты показателей преломления граничных сред

Вариант	1		2		3	
n_1	1	1,3	1	1,8	1	1.4
n_2	1	1,55	1	1,36	1	1.33

Таблица 3.2 – расчетные зависимости модулей коэффициентов отражения и преломления от угла падения для вертикальной и горизонтальной поляризаций

θi, град.		0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
Rв	n_{21}										
	n_{22}										
Rг	n_{21}										
	$n_{2.2}$										
Tв	n_{21}										
	n_{22}										
Tг	n_{21}										
	n_{22}										

По результатам расчёта построить графики и определить угол Брюстера для всех вариантов. Правильность расчётов проверить по граничным условиям: $1+Rг=Tг$ для горизонтальной поляризации и $1+Rв=Tв$ для вертикальной. В последнем случае необходимо учесть знак у коэффициента отражения *Rв*.

3.3 Экспериментальное задание

1) Включить лазер.

2) Настроить установку так, чтобы на отражающую пластину падало излучение лазера с горизонтальной поляризацией (как показано на рисунке 2.4а). Установить поворотный столик таким образом, чтобы на измеритель фототока (ИФ) попадал отраженный луч. Изменяя угол падения снять зависимость отраженного тока *Iг.отр.* от угла падения. Снять поворотный столик с отражающей пластиной, ИФ поставить против падающего луча. Измерить величину фототока падающего луча- *Iг.пад.* Определить *Iг.пр.=Iг.пад.-Iг.от.*

3) Рассчитать $Rг= (Iгот./Iгпад.)^{\frac{1}{2}}$, $Tг= (Iгпр./Iгпад.)^{\frac{1}{2}}$ для всех значений θ_i Данные внести в таблицу 3.3.

Таблица 3.3 – результаты измерений модулей коэффициентов отражения и преломления от угла падения при горизонтальной поляризаций

θi,г. град.	0	20	30	40	50	60	70	75
Iг.пр.								
Iг.от.								
Tг								
Rг								

4) По результатам таблицы построить графики *Tг* и *Rг* от угла падения. Произвести сравнение экспериментальных и теоретических кривых и сделать выводы.

5) Настроить установку так, чтобы излучение с горизонтальной поляризацией преобразовалось в излучение с вертикальной поляризацией и на отражающую пластину падало излучение лазера с вертикальной поляризацией. Для этого сначала на станину надо поставить поляроид и вращая его вокруг оси ***y*** добиться минимума показаний тока фотодиода, т. е. добиться возможно более полного поглощения поляроидом излучения с горизонтальной поляризацией. ИФ при этом должен иметь максимальную чувствительность.

6) Поместив на оптическую скамью анизотропную пластину и вращая её вокруг оси ***y*** добиться максимума показаний тока фотодиода. При этом на выходе пластины лазерное излучение имеет круговую или эллиптическую поляризацию, а на фотодиод, после поляроида, попадает излучение с вертикальной поляризацией.

7) Поставить отражающую пластину на поворотный столик и вращая её, пронаблюдать поведение отражённого луча на экране - при определённом угле падения, отражённый луч должен исчезать. Если этого не происходит, то нужно настройку (согласно пунктам 6 и 7) повторить.

8) Снять зависимость тока отраженного луча с вертикальной поляризацией от угла падения. Данные занести в таблицу 3.4.

Таблица 3.4 – результаты измерений модулей коэффициентов отражения и преломления от угла падения при вертикальной поляризаций

θi.в.,град	0	20	30	40	50	60	70	75
Iв.пр.								
Iв.от.								
Tв.								
Rв.								

9) Измерить *Iвпад.* поставив фотодиод против поляроида. Рассчитать зависимость $Rв=(Iв.от/Iв.пад.)^{\frac{1}{2}}$ и $Tв=(Iв.пр./Iв.пад)^{\frac{1}{2}}$ от угла падения. Принять *Iв.пр=Iв.пад-Iв.от*. Данные занести в таблицу 3.4.

10) Построить графики зависимости *Rв* и *Tв* от угла падения.

11) Определить угол Брюстера. Определить коэффициент преломления исследуемого образца n_2 и его диэлектрическую проницаемость ε_2. Произвести сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей и сделать выводы.

4 Контрольные вопросы

1) Дайте определение понятию «поляризация электромагнитной волны»?

2) Какую поляризацию называют линейной, круговой, эллиптической?

3) Какую поляризацию будет иметь волна, образованная суперпозицией двух волн равной амплитуды, ортогональной линейной поляризацией с разностью фаз π/2?

4) Возможно ли полное внутреннее отражение? При каких условиях оно происходит?

5) Дайте определение углу Брюстера?

6) Какую поляризацию будет иметь отражённая и преломлённая волны при падении волны круговой поляризации на границу раздела двух сред под углом Брюстера?

7) Какие функции выполняет поляроид?

8) Как можно преобразовать линейно поляризованный свет в циркулярно поляризованный?

Список литературы

1 Боков Л. А. Электродинамика и распространение радиоволн: Учебное пособие [Электронный ресурс] / Л. А. Боков, А. Е. Мандель, В. А. Замотринский. – Томск: ТУСУР 2013. – 410 с. – Режим доступа https://edu.tusur.ru/publications/3289 (дата обращения 18.05.2022)

2 Петров Б. М Электродинамика и распространение радиоволн: Учебник для вузов / Б. М. Петров. – 2-е изд., испр. – М.:Горячая линия- Телеком, 2007.-558 с.

Лабораторная работа № 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ СВЧ ДИАПАЗОНА

1 Цель работы

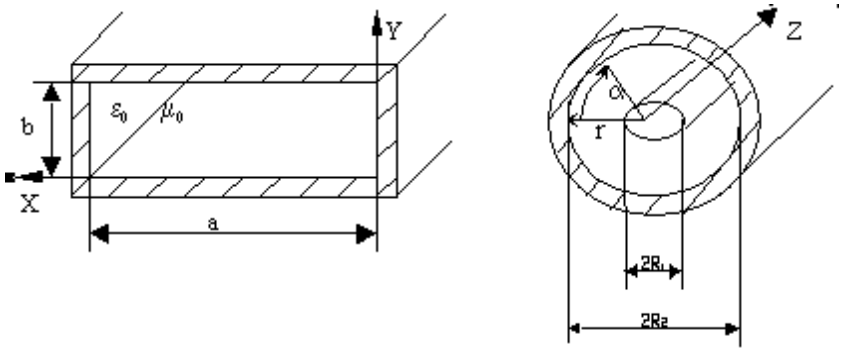
Целями данной лабораторной работы являются:

- ознакомление с основными особенностями распространения электромагнитных волн в передающих линиях СВЧ диапазона: прямоугольном и коаксиальном волноводах;
- снятие дисперсионных характеристик для указанных линий передачи;
- исследование структуры электромагнитных полей в прямоугольном и коаксиальном волноводах.

2 Основные положения теории

2.1 Бегущие волны в волноводах

Прямоугольный и коаксиальный волноводы относятся к линиям закрытого типа (рисунок 2.1), поэтому вся энергия, передаваемая по ним, сосредоточена во внутренней области, экранированной от внешней среды. Электромагнитное поле в экранированных линиях передачи характеризуется структурой поля, то есть пространственным распределением векторов $\overline{E}$ и $\overline{H}$ полей, которые можно изобразить, зафиксировав момент времени.



а) б)

Рисунок 2.1 – Прямоугольный (а) и коаксиальный (б) волноводы:

$\left.\begin{array}{l} 0 < x < a \\ 0 < y < b \end{array}\right\}$ внутренняя область прямоугольного волновода.

$\left.\begin{array}{l} R_1 < r < R_2 \\ 0 < \alpha < 2\pi \end{array}\right\}$ для коаксиального волновода.

Для волноводов теоретически возможно бесконечное количество структур полей, в дальнейшем именуемых типами волн. На практике используются наиболее простые или низшие типы волн. Выделить эти типы волн из бесконечного множества можно выбором соответствующих размеров поперечного сечения волновода при заданном рабочем диапазоне длин волн $\lambda_{\min} \div \lambda_{\max}$.

Широко распространённым является тип **волны Т** – поперечно электромагнитный. Для него характерно отсутствие продольных составляющих электромагнитного поля: E_z и H_z.

Примером линии, по которой могут распространяться поперечные волны, является двухпроводная линия (рисунок 2.2) и коаксиальные линии.

Двухпроводная линия может передавать очень широкий диапазон частот, но в диапазоне СВЧ использована быть не может в связи с большими потерями на излучение.

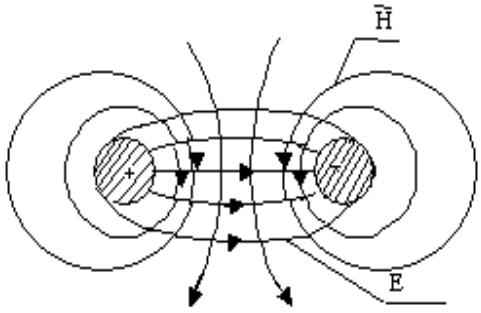


Рисунок 2.2 – Структура поля волны типа Т в двухпроводной линии при z-const

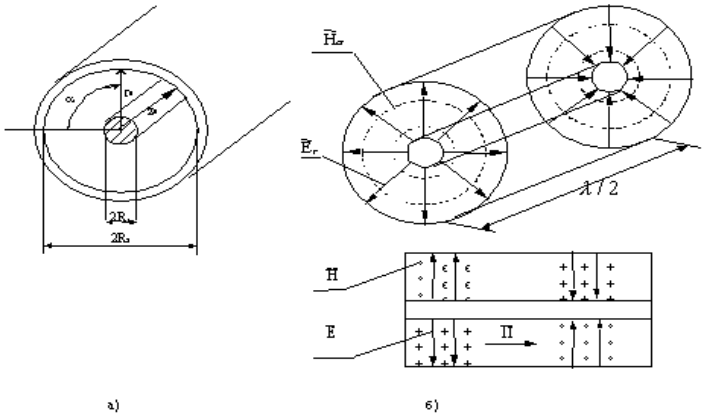


Рисунок 2.3 – Структура поля бегущей Т волны в коаксиальном волноводе

Коаксиальная линия (рисунок 2.3) относится к двухпроводным линиям. В ней могут, с одной стороны, распространяться волны типа Т, а с другой стороны, как линии волноводного типа, могут распространяться более сложные волны, имеющие поперечные и продольные составляющие векторов $\overline{E}$ и $\overline{H}$. Для передачи энергии, в основном, применяются коаксиальные линии, по которым распространяются только Т волны. Для этого достаточно выполнить для минимальной длины волны передаваемого диапазона следующее условие

$$\lambda_{\min} \geq \pi(R_2 + R_1),$$

где R_1, R_2 – радиусы проводников коаксиальной линии $R_1 < R_2$.

В такой линии электромагнитное поле будет представлено двумя компонентами:

$$\mathrm{E}_r = \frac{A}{r} \cdot e^{j(\omega \cdot t - \kappa \cdot z)}, \qquad (2.1)$$

$$\mathrm{H}_\alpha = \frac{A}{rZ_W} \cdot e^{j(\omega \cdot t - \kappa \cdot z)},$$

где $A = E_0 \cdot R_1$, E_0 – напряженность электрического поля у поверхности внутреннего проводника;

Z_W – характеристическое сопротивление среды, для воздушного заполнения $Z_W = 120 \cdot \pi$ Ом;

$\kappa = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_K}$ – фазовая постоянная волны в коаксиальной линии;

$\lambda_К$ – длина волны в коаксиальной линии. При воздушном заполнении $\lambda_К = \lambda$;

λ – длина волны в свободном пространстве;

$R_1 \le r \le R_2$ -текущая координата;

$e^{j(\omega \cdot t - k \cdot z)}$ – волновой множитель волны, бегущей вдоль оси z.

На рисунке 2.3б изображена структура поля в коаксиальной линии для бегущей волны типа Т.

Прямоугольный волновод (рисунок 2.1а) в отличие от коаксиальной линии является **однопроводной** или односвязной линией, в которой поперечные волны в принципе существовать не могут.

По волноводам распространяются волны типа H_{mn} (когда $H_z \neq 0$, $E_z = 0$) и волны типа E_{mn} (при этом $E_z \neq 0$, $H_z = 0$), для которых характерно наличие критической частоты $f_{кр}$. Критическая частота разделяет частотный диапазон на полосы пропускания ($f > f_{кр}$) электромагнитных волн и не пропускания ($f < f_{кр}$). Для частот $f > f_{кр}$ электромагнитные поля имеют волновой характер, а составляющие поля содержат сомножитель $e^{j(\omega t - \beta z)}$; для частот $f < f_{кр}$ (запредельный режим волновода) этот сомножитель приобретает вид $e^{j\omega t} \cdot e^{-\beta \cdot z}$, который определяет затухающий характер полей вдоль оси z. Критическая частота и критическая длина волны $\lambda_{кр}$ определяются для прямоугольного волновода формулами:

$$f_{кр} = \frac{c}{2} \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}, \lambda_{кр} = \frac{c}{f_{кр}}, \qquad (2.2)$$

где m, n – целые положительные числа;

c – скорость света;

a, b – размеры поперечного сечения волновода, причем $a > b$.

Комбинация чисел m и n характеризует конкретный тип волны $E_{m\ n}$, $H_{m\ n}$. Отметим, что кроме критической частоты каждый тип волны имеет собственную, отличную от других, структуру поля. Индекс m определяет количество вариаций (полупериодов тригонометрической функции), укладывающихся по оси x, а n - по оси y.

Основным или низшим типом волны в прямоугольном волноводе является тип H_{10}, для которого m=1, n=0 и критическая частота $f_{кр H_{10}} = \frac{c}{2a}$, а критическая длина волны равна $\lambda_{кр H_{10}} = 2a$ и имеет наибольшую величину из всех возможных для данного волновода критических длин волн.

Для того чтобы по прямоугольному волноводу распространялась только волна H_{10} необходимо выполнить условия:

$$f_{кр H_{10}} < f_{\min} \div f_{\max} < f_{кр H_{20}} \qquad (2.3а)$$

или

$$\lambda_{кр H_{20}}, \lambda_{кр H_{01}} < \lambda_{\min} \div \lambda_{\max} < \lambda_{кр H_{10}} \qquad (2.3б)$$

или с учётом размеров волновода ($a \times b$, $a > b$);

$$\begin{aligned} a &< \lambda_{\min} \div \lambda_{\max} < 2a \\ b &< (\lambda_{\min} \div \lambda_{\max}) / 2 \end{aligned} \quad . \tag{2.3в}$$

Электромагнитное поле волны H_{10} определяется выражениями:

$$\left.\begin{aligned} H_z &= H_{z0} \cdot \cos\frac{\pi \cdot x}{a} \\ H_x &= jH_{x0} \cdot \sin\frac{\pi \cdot x}{a} \\ E_y &= -jE_{y0} \cdot \sin\frac{\pi \cdot x}{a} \end{aligned}\right\} e^{j\cdot(\omega\cdot t-\beta\cdot z)}, \tag{2.4}$$

где E_{y0}, H_{x0}, H_{z0} – вещественные амплитуды соответствующих компонент поля;

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_b}$ – фазовая постоянная волны для волновода;

λ_b – длина волны в волноводе.

Из (2.4) следует, что электромагнитное поле имеет три компоненты (проекции векторов), ориентированных вдоль соответствующих осей координат, каждая из которых зависит от двух координат *x, z* и не зависит от оси *y*, т. е. поле однородно по оси *y*. Функции $\sin\frac{\pi \cdot x}{a}$ и $\cos\frac{\pi \cdot x}{a}$ определяют характер изменения компонент вдоль оси *x*. По оси *z* волна является бегущей, на что указывает сомножитель $e^{j(\omega\cdot t-\beta\cdot z)}$. Отметим, что $\beta \neq \kappa$ на одной и той же частоте.

Структура поля бегущей волны H_{10}, построенная на основании уравнений (2.4), приведена на рисунке 2.4. В уравнении (2.4) сделаны преобразования $j = e^{j\pi/2}$; Re $e^{j(\omega t-\beta z)} = \cos(\omega t-\beta z)$; Re $e^{j(\omega t-\beta z+\pi/2)} = \sin(\omega t-\beta z)$.

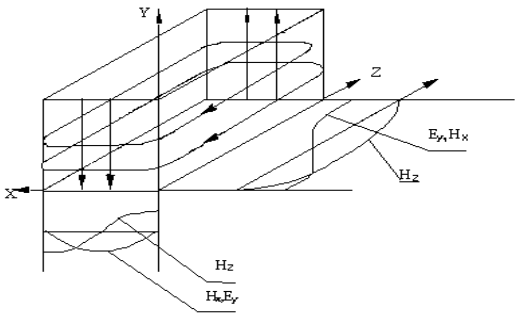


Рисунок 2.4 – Структура поля волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе

Любая передающая линия характеризуется **электрическими параметрами**, к которым относятся: **фазовая постоянная β, длина волны λ_B, фазовая скорость $V_Ф$, групповая скорость $V_{ГР}$, характеристическое сопротивление Z_W, предельная мощность $P_{пред}$, постоянная затухания α.** Для волноводов все перечисленные параметры зависят от частоты. **Зависимость от частоты параметров линии передачи называется дисперсией** и определяется поведением коэффициента дисперсии $K_д$, который определяется формулой:

$$K_д = \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2} = \sqrt{1-\left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2}, \; K_д = \sqrt{\varepsilon_r-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2} = \sqrt{\varepsilon_r-\left(\frac{f_{кр}}{f}\right)^2}, \tag{2.5}$$

где ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей волновод.

Для волновода, заполненного воздухом, ε_r = 1. Из формулы (2.5) следует, что при изменении λ от 0 до $\lambda_{кр}$ при ε_r = 1 коэффициент K_∂ изменяется от 1 до 0. Рассматриваемый ниже прямоугольный волновод относится к однопроводным системам.

Зависимость параметров односвязных волноводов от частоты определяется формулами:

1 Фазовая постоянная:

$$\beta = \kappa \cdot K_\partial; \tag{2.6}$$

1 Длина волны в волноводе:

$$\lambda_в = \frac{\lambda}{K_\partial}; \tag{2.7}$$

2 Фазовая скорость волны в волноводе:

$$\upsilon_ф = \frac{\omega}{\beta} = \frac{c}{K_\partial}; \tag{2.8}$$

3 Групповая скорость волны в волноводе:

$$\upsilon_{гр} = \frac{d\omega}{d\beta} = c \cdot K_\partial; \tag{2.9}$$

4 Характеристическое сопротивление волновода:

$$Z_W = \frac{120 \cdot \pi}{K_\partial}; \tag{2.10}$$

5 Предельная мощность:

$$\mathrm{P}_{пред}^{H_{10}} = \frac{E_{пр}^2 \cdot a \cdot b}{4 \cdot 120 \cdot \pi} \cdot K_\partial, \tag{2.11}$$

где $E_{пр}$ = 30 кВ/см – предельная напряженность поля в воздухе при нормальном атмосферном давлении;

6 Величина затухания волны:

$$\alpha^{H_{10}} = \frac{Rs}{120 \cdot \pi \cdot b} \cdot \frac{(1 + \frac{2 \cdot b \cdot \lambda^2}{a^3})}{K_\partial}, \tag{2.12}$$

где $R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}$ – поверхностное сопротивление стенок волновода, с удельной проводимостью σ, равной для меди $5{,}8 \cdot 10^7$ Сим/м, магнитная проницаемость стенок $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Для коаксиальной линии с воздушным заполнением на волне типа T критическая длина волны $\lambda_{кр} = \infty$, $K_\partial = 1$ и основные параметры легко получить из (2.6) - (2.10).

Отметим только отличающиеся параметры:

$$\mathrm{P}_{пред}^{T} = \frac{\pi \mathrm{E}_{пр}^2 R_1^2}{120\pi} \ln \frac{R_2}{R_1}; \tag{2.13}$$

$$\alpha_T = \frac{R_s}{2 \cdot 120\pi \cdot R_2} \cdot \frac{1 + \frac{R_2}{R_1}}{\ln \frac{R_2}{R_1}}, \tag{2.14}$$

где R_1, R_2 – радиусы внутреннего и внешнего проводников (рисунок 2.1).

Для коаксиальных кабелей с диэлектрическим заполнением $\varepsilon_r \neq 1$, поэтому для волны типа *T* величина $K_\partial = \sqrt{\varepsilon_r}$, а электрические параметры в соответствии с (2.6)–(2.10) будут зависеть от ε_r.

2.2 Стоячие волны в волноводе

Структуру поля и длину волны в любой передающей линии, в том числе и в волноводе, экспериментально можно снять, только в **режиме стоячей волны**, для чего на конце волновода подключается коротко замыкающая металлическая пластинка. В результате в волноводе возникают падающая и отраженная волны, которые, складываясь, образуют стоячую волну, структура ее определяется выражениями:

$$\left.\begin{aligned} H_z &= H_{z0}\cdot\cos\frac{\pi\cdot x}{a}\cdot\sin\beta\cdot z \\ H_x &= H_{x0}\cdot\sin\frac{\pi\cdot x}{a}\cdot\cos\beta\cdot z \\ E_y &= -E_{y0}\cdot\sin\frac{\pi\cdot x}{a}\cdot\sin\beta\cdot z \end{aligned}\right\}, \qquad (2.15)$$

где координата *z* отсчитывается от короткозамыкателя.

Из уравнений (2.15) следует, что поперечные составляющие поля E_y и H_x в стоячей волне будут сдвинуты друг относительно друга по оси *z* на $\frac{\lambda_B}{4}$. Они пульсируют во времени и распределены вдоль оси *z* согласно функциям $\sin\beta z$ и $\cos\beta z$. Например, распределение составляющей E_y по оси *z* для волновода показано на рисунке 2.5. Из рисунка 2.5 видно, что

1) амплитуда напряженности электрического поля стоячей волны $E_{yo}\sin(\beta z)$ вдоль оси линии z изменяется по гармоническому закону;

2) в точках $z=l_{min}$, где $\beta z = p\pi/2$, амплитуда напряженности равна нулю. Эти точки называются узлами, p = 0, 1, 2…;

3) в точках $z=l_{max}$, где $\beta z=(2p\text{-}1)\ \pi/2$, амплитуда напряженности будет максимальна. Эти точки называются пучностями;

4) расстояние между соседними узлами и соседними пучностями равно половине длины волны в линии ($\lambda_B/2$); а расстояние между ближайшими пучностью и узлом равно четверти длины волны, бегущей в волноводе;

5) Минимумы напряжений в стоячей волне будут острее, чем максимумы.

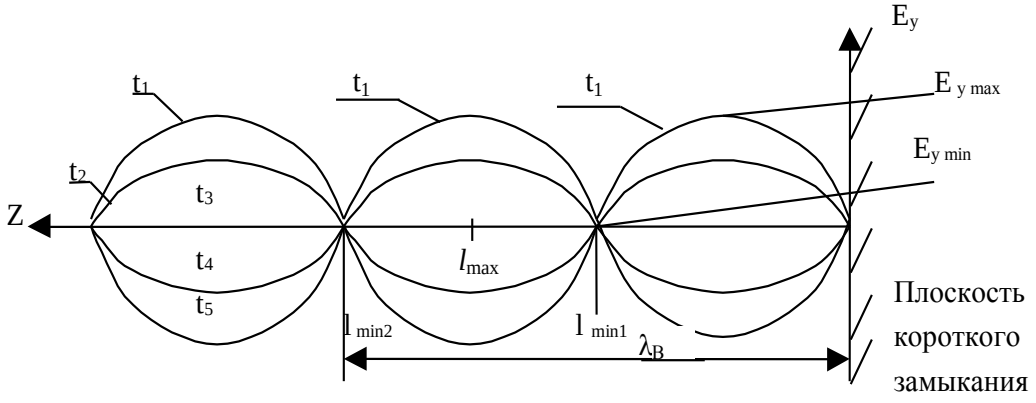


Рисунок 2.5 – Распределение составляющей E_y по оси *z* для волновода

Режим стоячих волн используется не только для исследования структуры полей, но позволяет также произвести измерения длины волны в волноводе $\lambda_в$, а следовательно, снять зависимость всех перечисленных выше параметров при изменении частоты.

Структуру поля можно исследовать индикаторами поля: электрическим и магнитным диполями. С помощью измерительной линии можно измерить длину волны двумя способами:

$$\lambda_в = 2\left|l_{\min 2} - l_{\min 1}\right|, \text{ или } \lambda_в = 4\left|l_{\max} - l_{\min 1}\right|. \quad (2.16)$$

3 Экспериментальная часть

3.1 Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 6. Сигнал с выхода измерительного прибора Р2М-04 поступает на коаксиальную и волноводную измерительные линии, затем на волновод с отверстиями и волновод с передвижным коротко замыкающим (КЗ) поршнем. Электромагнитная волна отражается от поршня и, следовательно, в линии создается стоячая волна.

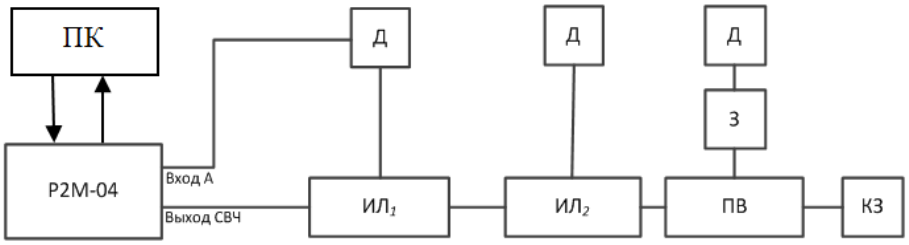


Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки для исследования структуры электромагнитных полей в прямоугольном и коаксиальном волноводах: Р2М-04 – задающий генератор и измеритель модуля коэффициента передачи и отражения; $ИЛ_1$ – коаксиальная измерительная линия; $ИЛ_2$ – волноводная измерительная линия; ПВ – прямоугольный волновод с отверстиями в широкой и в узкой (боковая) стенках; Д – детектор один, последовательно подключается при экспериментах к разным измерительным линиям и зондам; З – электрический и магнитный зонды; КЗ – коротко замыкающий поршень; ПК – персональный компьютер для установки и управления рабочей частотой на Р2М-04, для снятия и фиксации относительных значений мощности в заданных точках; для перевода относительных значений мощности (см. п. 2) в абсолютные значения мощности с помощью программы онлайн-калькулятор (http://profi-radio.ru/online-raschet.html), для построения характеристик по нормированным значениям

Для исследования полей используются электрический и магнитный зонды, устройство которых показано на рисунке 3.2. Электрический и магнитный зонды вставляются в отверстия волновода (рисунок 3.3).

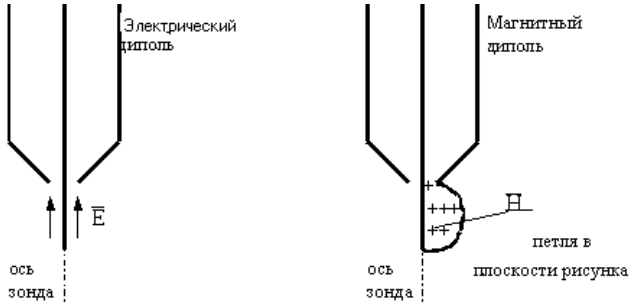


Рисунок 3.2 – Устройство электрического и магнитного зондов

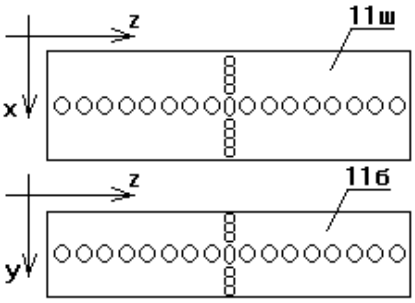


Рисунок 3.3 – Отверстия в волноводе

Электрический диполь реагирует на электрическое поле, параллельное его оси. Если ось электрического диполя направляется в волноводе по оси *x*, то при этом снимается E_x компонента, по оси *y* – поведение компоненты E_y.

Магнитный диполь реагирует на магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости петли (рисунок 3.2). Поэтому, при исследовании компоненты $H_x(x, z)$ следует правильно ориентировать магнитный зонд.

Измерительные линии (волноводная и коаксиальная) представляют устройства, состоящие из соответствующих передающих линий с длинной продольной щелью. У волноводной линии эта щель находится в середине широкой стенки. Вдоль этих щелей на специальной каретке перемещается электрический зонд. На линии укреплена линейка для фиксации координаты зонда во время измерений, а на каретке расположена шкала нониуса, позволяющая получить измерения координатной точки с точностью 0,05мм.

Внимательно рассмотрите секцию волновода с отверстиями (рисунок 3.3), предназначенную для исследования структуры электромагнитного поля. Обратите внимание на то, что отверстия находятся как на широкой (горизонтальной) стенке (11ш, рисунок 3.3), так и на боковой (11б, рисунок 3.3). Радиус отверстий мал (2 мм), центры отверстий расположены на расстоянии 8 мм. В широкой и узкой стенках имеется ряд из 17 отверстий, направленных по оси *z*, и ряд из 9 отверстий в широкой стенке направлен по оси *x*, а в боковой – 5 отверстий по оси *y*. На конце волновода с отверстиями находится секция с подвижным короткозамыкателем - поршнем. Положение поршня может фиксироваться. Назначение поршня – создание отраженной волны и установление максимума амплитуды соответствующих полей в центральном отверстии при исследовании структуры.

3.2 Порядок выполнения работы

3.2.1 Расчетное задание

1 Рассчитайте критическую частоту и критическую длину волны H_{10} для волновода (2.2) сечением $a \times b = 72 \times 34$ мм^2. Отметьте их в таблице 3.1.

2 Рассчитайте теоретические (отмечаются индексом «т») коэффициенты $К_{\partial Т}$ и $1/ К_{\partial Т}$, пользуясь формулой (2.5) в диапазоне частот генератора 1,9 ÷ 3,7 ГГц с шагом $\Delta f = 200$ МГц. Внесите расчетные значения в таблицу 3.1. Постройте графики зависимостей $К_{\partial Т}$ и $1/ К_{\partial Т}$ от частоты.

3 Рассчитайте теоретические дисперсионные зависимости $\lambda_{ВТ}(f)$, $\frac{V_{ФТ}}{C}(f)$, $Z_{wH_{10}}(f)$ и $\lambda_{ВТ}(\lambda)$, $\frac{V_{ФТ}}{C}(\lambda)$, $Z_{wH_{10}}(\lambda)$ в этом же частотном диапазоне.

Внесите расчеты в таблицу 1 и постройте графики этих зависимостей. Сделайте выводы о пределах изменения теоретических параметров при изменении частоты.

4 Изобразите распределение поля в волноводе в запредельном режиме и поля E_r и H_φ в коаксиальной линии. Сделайте выводы о характере распределения электромагнитных полей в волноводной и коаксиальной линиях при $f<f_{KP}$ волновода.

Таблица 3.1 –Экспериментальные и расчетные данные для дисперсионных характеристик волновода и коаксиальной линии

Экспериментальные данные для дисперсионных характеристик												
Частота f, ГГц	3,7	3,5	3,3	3,1	2,9	2,7	2,5	2,3	2,2	2.1	2.0	1.9
λ, см												
Для волновода												
$L_{\text{min 1,мм}}$												
$L_{\text{min 2,мм}}$												
$\lambda_{\text{В,см}}$												
Для коаксиальной линии												
$l_{\text{min 1,мм}}$												
$l_{\text{min 2,мм}}$												
$\lambda_{\text{К,см}}$												
Для волновода теоретические данные												
$K_{\partial T}$												
$1/K_{\partial}$												
$\lambda_{\text{ВТ,см}}$												
$V_{\Phi T}/C$												
$Z_{\text{wH}\,10}$												

3.2.2 Измерение дисперсионных характеристик

Определите, какие элементы и устройства установки будут использоваться при снятии только дисперсионных характеристик в волноводе и коаксиальной линии.

1. Включите прибор Р2М и компьютер. Проверить login, ввести пароль. Запустите программу Graphit по управлению прибором Р2М.

2. В появившемся окне, выберите прибор Р2М-04 с IP-адресом 192.168.1.247. Запустите режим измерения, нажав кнопку на ПК .

3.Установите начальную частоту 3,7 ГГц. Запустите режим измерения. Подключите детекторную головку к одной из измерительных линий. Изменяя частоту генератора с шагом 0,2 ГГц, проведите измерения длины волны. При перемещении детекторной головки в волноводной измерительной линии на каждой частоте определите координаты в линии $l_{\text{min } i}$ и $l_{\text{min } (i+1),}$ соответствующие минимальным показаниям детекторного прибора – минимумы стоячей волны. Занесите эти величины в таблицу 3.1. Аналогичные измерения проделать для коаксиальной измерительной линии.

Значения измеряемой величины будет отображаться в децибелах на милливатт начальной мощности (дБм).

Расстояние между двумя соседними минимумами равно половине длины волны в соответствующей линии. Удвойте разность расстояний между двумя ближайшими минимумами — это и будет длина волны в линии.

По данным таблицы 3.1 постройте на одном рисунке графики зависимостей $\lambda_K(f)$,

$\lambda_B(f)$ и теоретическую кривую $\lambda_{BT}(f)$ по результатам проведенных расчетов. На другом рисунке постройте зависимости $\lambda_K(\lambda)$, $\lambda_B(\lambda)$, $\lambda_{BT}(\lambda)$

Сделайте выводы о поведении дисперсионных кривых, о крутизне, о наличии или отсутствии дисперсии в линиях связи, об особенностях измерения λ_B при $f \to f_{KP}$, о возможных источниках ошибок в эксперименте.

На следующем рисунке постройте экспериментальные и теоретические частотные зависимости $K_д$, $1/K_д$, $K_{дТ}$, $1/K_{дТ}$ для волновода и коаксиальной линии.

Сделайте выводы, объясняя возможные различия теоретических и экспериментальных зависимостей, определите тип дисперсии, особенности поведения λ_B, $V_Ф$, $V_{ГР}$, $Z_{wH_{10}}$ при $f \to f_{KP}$. Сравните диапазонные характеристики волновода и коаксиальной линии.

3.2.3 Исследование структуры полей

Измерение структуры электрического поля (E_y) производится в плоскости $X0Z$ с помощью электрического зонда.

Установите частоту из диапазона 2,4÷3,7 ГГц (по заданию преподавателя), близкую к 3 ГГц. Определите для этой частоты длину волны в волноводе.

Введите электрический зонд в центральное отверстие горизонтальной стенки волновода. Перемещением КЗ поршня добейтесь максимума показаний индикатора.

Передвигая зонд в поперечном направлении (вдоль оси x от первого до девятого отверстия), снимите зависимость $E_y(x)$. Данные занесите в таблицу 3.2. Перемещая зонд по оси z, снимите зависимость $E_y(z)$. Данные занесите в таблицу 2.

Постройте графики функций $E_y(x)$ и $E_y(z)$.

Таблица 3.2 – Распределение электрического поля $E_y(x,z)$ в плоскости $X0Z$

$N_{отв}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
$E_y(x)$																	
$E_y(z)$																	
$E_x(z)$																	
$E_x(y)$																	

Исследуйте компоненту электрического поля $E_x(z)$ и $E_x(y)$ в волноводе с отверстиями в боковой плоскости с помощью электрического зонда. Сделайте выводы о поведении этой компоненты по осям Z и Y.

Измерение структуры магнитного поля проводится как вдоль в широкой, так и вдоль боковой стенки волновода. В боковой стенке $Y0Z$ отрезка волновода с отверстиями снимите магнитным зондом компоненты $H_z(y)$, $H_z(z)$, $H_y(z)$, $H_y(y)$. Занесите данные в таблицу 3.3.

Таблица 3.3 – Распределение магнитного поля вдоль боковой стенки волновода

$N_{отв}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
$H_z(y)$																	
$H_z(z)$																	
$H_y(y)$																	
$H_y(z)$																	

По данным таблицы 3.3 постройте графики зависимостей полей $H_z(y)$ и $H_z(z)$ в боковой стенке и сделайте выводы о поведении исследованной компоненты $H_y(y, z)$.

Проведите исследование компоненты $H_z(x, z)$ в широкой стенке волновода. Для этого магнитный зонд следует перемещать вначале вдоль оси x, а затем, вдоль оси z. Данные занесите в таблицу 3.4.

Для исследования компоненты $H_x(x, z)$ переместите КЗ поршень на расстояние $\lambda_B/4$ от ранее зафиксированного положения (величина λ_B определена в п. 3.2.2).

Введите магнитный зонд в центральное отверстие широкой стенки волновода и добейтесь максимального показания прибора при движении его по оси z. Снимите зависимость $H_x(x)$, перемещая зонд вдоль оси x, и $H_x(z)$, перемещая зонд вдоль оси z. Данные поместите в таблицу 4.

Таблица 3.4 –Распределение магнитного поля вдоль широкой стенки волновода

$N_{отв}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
H_x(x)																	
H_x(z)																	
H_z(x)																	
H_z(z)																	

По данным таблицы 3.4 постройте зависимости $H_x(x)$, $H_x(z)$, $H_z(x)$ и $H_z(z)$.

В коаксиальной линии магнитным зондом исследуйте компоненты $H_z(z)$ и $H_\alpha(z)$ магнитного поля, перемещая зонды вдоль оси z в пределах длины волны. Электрическим зондом исследуйте поведение $E_r(z)$. Данные внесите в таблицу 3.5 (подготовьте ее самостоятельно). Постройте графики компонент поля в коаксиальной линии.

3.2.4 Правила построения структуры полей

Структура полей E и H в данной работе строится по эпюрам. Эпюра — это графически построенная зависимость компоненты поля от одной координаты.

В направлении оси z за эпюру принимается изменение поля на расстоянии $\lambda_B/2$ — длины стоячей волны. При увеличении расстояния до $p\lambda_B/2$ картина эпюр, а следовательно, и полей, будут повторяться p раз. При построении структуры поля в случае снятых p эпюр, необходимо изменять направление векторов полей на противоположное через каждые $\lambda_B/2$ (для каждой эпюры).

При построении структуры электромагнитного поля в волноводе по эпюрам руководствуйтесь двумя правилами:

а) если составляющая поля (компонента) перпендикулярна направлению, по которому она изменяется (например, $E_y(x)$ — это $E_y \perp x$ или $H_z(x)$ — это $H_z \perp x$), то при построении структуры поля графически это изменение отображается изменением густоты линий по заданному направлению (max функции — max густоты, min функции — min густоты);

б) если составляющая параллельна направлению, по которому она изменяется (например, $H_x(x)$ или $H_z(z)$), то графически это изменение отображается изменением её длины.

В общем случае, когда компонента зависит от двух координат (например $H_x(x,z)$), то следует менять ее длину (например H_x по x) и густоту линий (H_x по z), т. е. каждому конкретному сечению z = const будет соответствовать определенная длина компоненты (H_x).

Основываясь на правилах, построения структуры полей постройте структуру электромагнитного поля в прямоугольном волноводе и коаксиальной линии.

4 Контрольные вопросы

1 Какие передающие линии называются многосвязными?

2 Какие типы волн используются для передачи энергии в коаксиальных линиях и в прямоугольных волноводах?

3 Какие составляющие электромагнитного поля имеет волна типа Т в коаксиальной линии?

4 Что обозначают индексы m и n у волн E_{mn} и H_{mn}?

5 Какой физический смысл имеет множитель $e^{j(\omega t-\beta z)}$ в выражениях составляющих полей в волноводе?

6 Какой физический смысл имеют сомножители $\sin(\beta z)$ и $\cos(\beta z)$ в выражениях полей стоячих волн в линиях?

7 Чем отличаются структуры полей бегущей и стоячей волн для волны типа H_{10}?

8 Чему равна критическая длина волны в коаксиальной линии для Т-волны и прямоугольном волноводе?

9 Какое выражение применяется для волнового сопротивления волны H_{10}?

10 Что такое структура электромагнитного поля?

11 Вдоль какой координаты надо ориентировать ось электрического зонда, чтобы можно было зафиксировать наличие составляющей E_y?

12 Как следует ориентировать плоскость петли для того, чтобы обнаружить составляющие H_x и H_z в волноводе?

13 Назовите характерные признаки волны типа Т?

14 Какой должна быть поляризация плоской волны, падающей на вертикальную стенку волновода, чтобы в нем возникла волна H_{10}?

15 Как связаны размеры поперечного сечения волновода с минимальной ($\lambda_{\min}$) и максимальной ($\lambda_{\max}$) длинами волн заданного диапазона для волны H_{10}?

16 Назовите основной признак волны типа E в волноводе?

17 Сколько вариаций поля укладывается по осям x и y волны H_{21}?

18 Как устроена волноводная измерительная линия?

19 Чему равна напряженность электрического поля E_y волны H_{10} на короткозамкнутом конце волновода?

20 Почему для снятия структуры поля в волноводе просверлены отверстия? Нельзя ли их заменить щелями? Если нельзя, то почему?

21 Как Вы поступите, если при измерении длины волны вдоль измерительной линии уже не укладывается целая полуволна?

22 Что произойдет с полем в волноводе, если частоту генератора сделать ниже критической?

Список литературы

1 Боков Л. А. Электродинамика и распространение радиоволн: Учебное пособие [Электронный ресурс] / Л. А. Боков, А. Е. Мандель, В. А. Замотринский. – Томск: ТУСУР 2013. – 410 с. – Режим доступа https://edu.tusur.ru/publications/3289 (дата обращения 18.05.2022)

2 Петров Б. М Электродинамика и распространение радиоволн: Учебник для вузов / Б. М. Петров. – 2-е изд., испр. – М.:Горячая линия- Телеком, 2007.-558 с.

Лабораторная работа №3

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗЕМЛИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕНН

1 Цель работы

Изучить теоретические вопросы влияния проводящей земли на диаграммы направленности антенн (ДН), расположенных вблизи её поверхности;

Экспериментальное измерение сигнала в точке приема для вертикального и горизонтального вибраторов передающей антенны для двух значений высоты подвеса – h.

Расчет и построение диаграмм направленности для вертикального и горизонтального вибраторов для двух заданных значений высоты подвеса передающей антенны – h.

Для случаев, когда теоретические ДН не рассчитываются, следует рассчитать направления максимумов и минимумов ДН, и нанести их на экспериментальные ДН.

2 Основные теоретические сведения

2.1 Характеристики вибраторов (антенн) в свободном пространстве

Антенна, расположенная вблизи земли или какого-либо объекта – самолета, ракеты, корабля и т. п., является неотъемлемой частью любой линии радиосвязи. В этом случае характеристики антенн, как правило, существенно отличаются от характеристик тех же антенн, расположенных в свободном пространстве. Происходит это в основном из-за интерференции прямых волн и волн, отраженных от поверхности земли или объекта. Явления интерференции электромагнитных волн являются основополагающими в теории электромагнитных волн, они лежат в основе теории антенн, распространения радиоволн, устройств СВЧ и других смежных дисциплин. Поэтому прочное закрепление этих понятий на лабораторном практикуме является очень важным.

В данной лабораторной работе в качестве передающей антенны используется симметричный полуволновой вибратор, а в качестве земли - плоский металлический лист, который с достаточной точностью можно считать идеально проводящей землей. Хотя антенны такого типа не являются элементарными излучателями (диполями Герца), которые изучаются в курсе электродинамики, однако, их диаграммы направленности близки к диаграмме диполя Герца. В то же время входное сопротивление их составляет десятки Ом (у диполя Герца гораздо меньше), что облегчает их согласование с питающим коаксиальным кабелем.

Модель идеально проводящей земли хорошо соответствует действительности в случае расположения антенн над проводящими поверхностями: телевизионные антенны над металлическими крышами, антенны над палубами кораблей, корпусами самолетов и т. п.

Основными характеристиками любой антенны являются:

- диаграмма направленности;
- вид поляризации поля антенны;
- входное сопротивление.

Другие характеристики: коэффициенты направленного действия, коэффициент усиления и к. п. д., являются следствием этих основных характеристик.

Диаграмма направленности (ДН) антенны – это нормированная зависимость комплексных компонент напряженности электрического или магнитного поля (в точке наблюдения M в дальней зоне) от угловых переменных θ и φ сферической системы

координат при постоянном расстоянии r (рисунок 2.1). Антенна предполагается передающей и расположенной в начале координат.

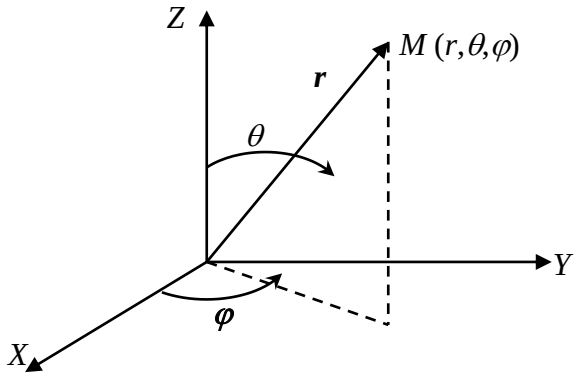


Рисунок 2.1 – Сферическая система координат

По теореме взаимности ДН антенны, работающей на передачу и на прием, совпадают [1]. Когда говорят о ДН, то предполагают, что точка наблюдения находится на бесконечном удалении от антенны ($r \to \infty$), так что лучи, идущие в точку M от разных точек антенны, можно считать параллельными. Эту область пространства ($r \to \infty$) называют дальней зоной или областью Фраунгофера. В реальных условиях граница дальней зоны определяется выражением [1,2]

$$r \geq \frac{2L^2}{\lambda}, \tag{2.1}$$

где L – размер длины антенны.

Поляризация волны задается передающей антенной. Как известно из курса электродинамики [3], поляризация монохроматической волны определяет закон изменения направления и величины вектора **E** (и **H**) этой волны в данной точке пространства за период колебания. Существует три вида поляризации монохроматических волн: линейная, круговая и эллиптическая. Линейная поляризация, у которой направление колебаний векторов $\vec{E}\,и\,\vec{H}$ остается неизменным во времени и в пространстве. Линейная поляризация, в свою очередь, может быть вертикальной или горизонтальной, в зависимости от ориентации вектора **E** относительно поверхности земли. В данной работе передающая антенна имеет линейную поляризацию, а при ручном повороте антенн может становиться горизонтальной или вертикальной. Поляризация приемной антенны должна совпадать с поляризацией передающей антенны.

Нормированная функция направленности антенны $F(\theta,\varphi)$ – В общем случае величину напряженности электрического поля от любой передающей антенны в дальней зоне можно представить в виде (2.2)

$$E(r,\theta,\phi) = \frac{A}{r} F(\theta,\phi) \cdot e^{-jkr}, \tag{2.2}$$

где r, θ, φ – сферические координаты точки наблюдения,

$F(\theta,\varphi)$ – нормированная функция направленности антенны,

A – константа, зависящая от типа антенны и подводимой мощности,

$k = 2\pi / \lambda$ - волновое число.

Нормированная функция направленности означает, что максимальное значение функции $F(\theta,\varphi)$ равно единице. Из (2.2) видно, что в дальней зоне функция $F(\theta,\varphi)$ не зависит от расстояния.

Для симметричного полуволнового вибратора функции $F(\theta,\varphi)$ в свободном пространстве описывается выражением (2.3) [1]

$$F_1(\theta,\phi)=\frac{\cos(90^0\cos\theta)}{\sin\theta}\approx\sin\theta \qquad (2.3)$$

и будучи построенной, называется диаграммой направленности, которая имеет вид, показанный на рисунке 2.2 в полярных и прямоугольных координатах.

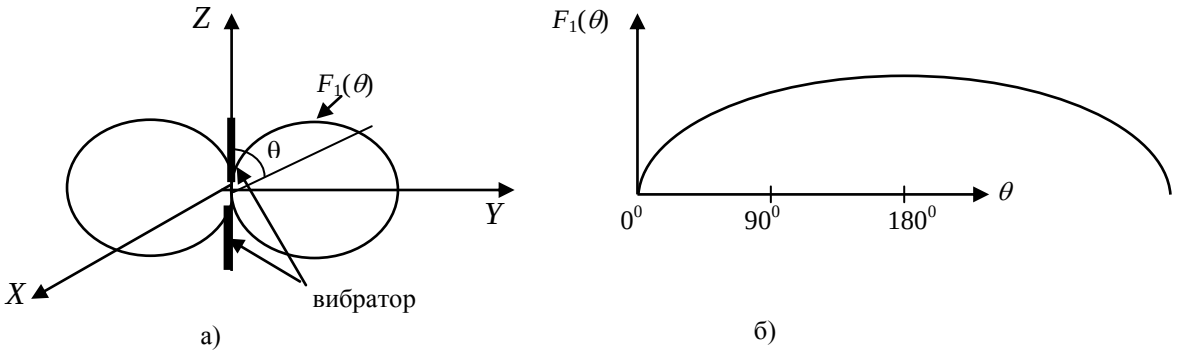


Рисунок 2.2 – Диаграмма направленности симметричного вибратора
в свободном пространстве: а) – полярные координаты, б) - прямоугольные координаты

Симметричный вибратор изображен в виде двух одинаковых проводников, называемых плечами вибратора. В сферических координатах угол θ (при $\varphi=const$) отсчитывается от оси Z (можно считать это изображение ДН представленным в полярных координатах), величина $F_1(\theta)$ откладывается вдоль радиуса в направлении угла θ. В прямоугольных координатах аргумент θ откладывается вдоль горизонтальной оси абсцисс, а функция $F_1(\theta)$откладывается вдоль вертикальной оси - ординат. Полярная форма изображения ДН более наглядна, так рисунок 2.2а позволяет представить и сам вибратор, и распределение амплитуды поля в пространстве, как тела вращения "восьмерки" вокруг оси Z. Прямоугольная форма представления ДН более проста, т. к. не требует транспортира при построении, более удобна при измерении ширины главного лепестка, уровня боковых лепестков и др. параметров ДН.

2.2 Влияние земли на ДН вибраторов

Поскольку земля предполагается идеально проводящей, то её влияние на параметры излучателей можно оценить по методу зеркальных отображений [3]. Известно, что если заряд расположен над проводником, то на поверхности проводника индуцируются распределенные заряды противоположного знака. В случае точечного заряда и идеально проводящей плоской земли действие индуктированных зарядов можно учесть введением фиктивного (воображаемого) заряда противоположного знака, расположенного симметрично (зеркально) реальному заряду относительно плоскости земли. Если на горизонтальном и вертикальном вибраторах произвольно задаться направлением тока и соответствующим распределением зарядов, то после введения фиктивных зарядов получается следующая картина зеркальных отображений (рисунок 2.3). Из рисунка следует важный вывод: **в случае вертикального вибратора направление (рисунок 2.3б) токов в вибраторе и его**

зеркальном изображении совпадают, а для горизонтального (рисунок 2.3а) направление токов – противоположны.

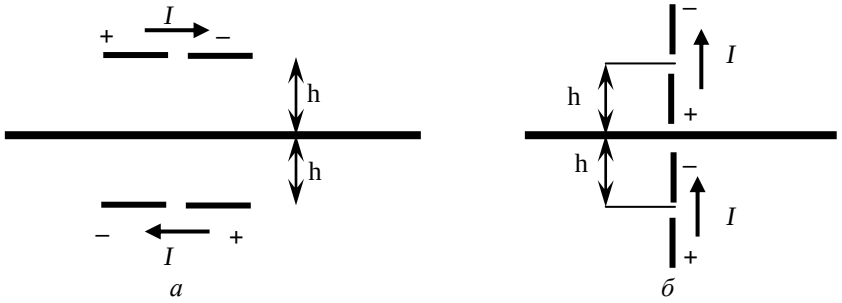


Рисунок 2.3 – Токи в вибраторах и их зеркальных отображениях:
а) – горизонтальное положение; б) – вертикальное положение

Рассмотрим образование ДН вибратора, расположенного над идеально проводящей землей (рисунок 2.4)

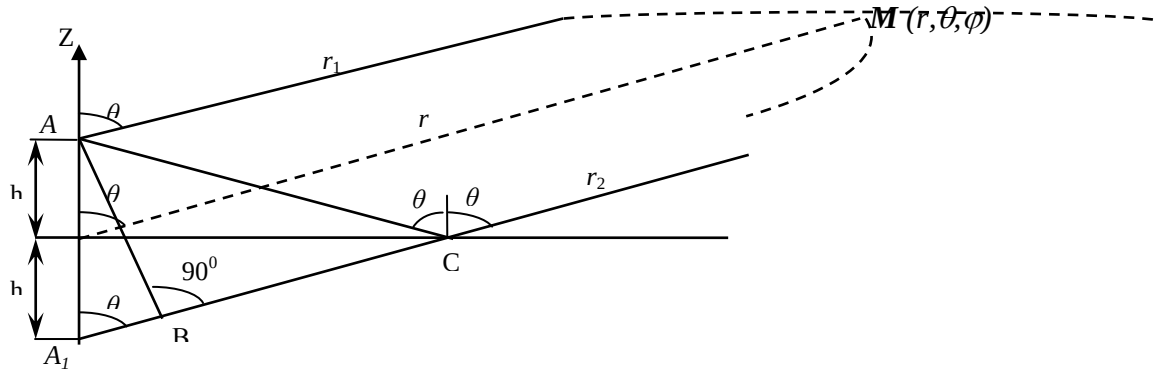
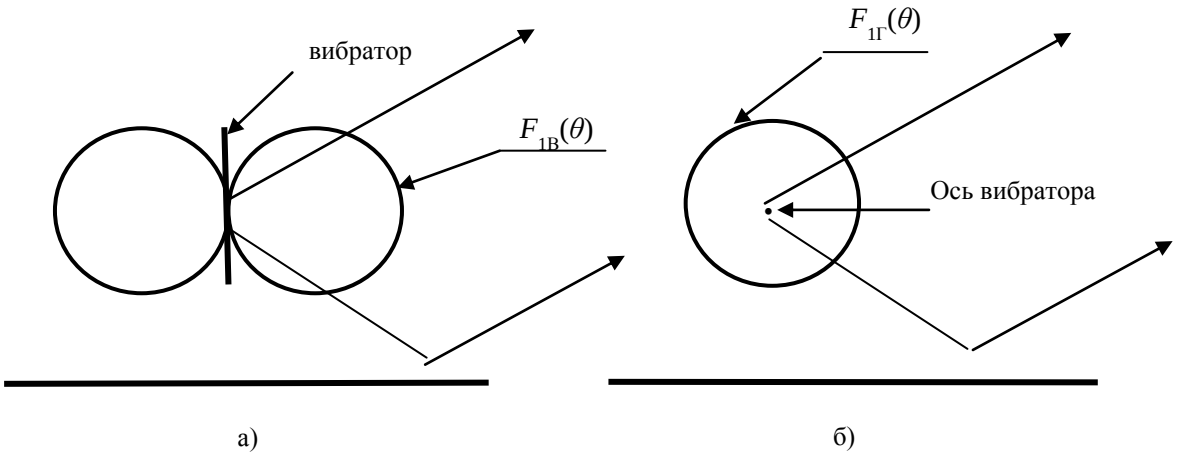


Рисунок 2.4 – Ход лучей от вибратора и его зеркального изображения

В точке А расположен вибратор, в точке A_1 – его зеркальное изображение. Точка наблюдения *M* находится в дальней зоне по отношению к антенне и её зеркальному изображению, так что отрезки АМ и A_1М можно считать параллельными (на рисунке 2.4 части этих отрезков большой длины условно показаны пунктиром). В точку наблюдения приходят две волны: прямая по пути АМ и отраженная от земли по пути АСМ. Положение точки отражения С определяется из условия равенства углов падения и отражения. Поскольку отрезки АС и A_1С равны, то можно считать, что отраженная волна исходит из зеркального изображения вибратора в точке A_1.

Таким образом, поле в точке М является результатом сложения (интерференции) двух волн – прямой и отраженной от земли. Амплитуда отраженной волны в точке М ($\frac{A}{r_2}F(\theta,\phi)$), будет всегда несколько меньше амплитуды падающей ($\frac{A}{r_1}F(\theta,\phi)$), поскольку $r_2 > r_1$, однако при больших r это отличие можно считать несущественным. Как известно, результат интерференции двух волн с примерно одинаковыми амплитудами в основном определяется соотношением фаз этих волн. Если фазы совпадают (или отличаются на целое число 2π), то амплитуда в точке *M* будет равна сумме амплитуд падающей и отраженной волн и

максимальна; если же разность фаз составит π, 3π и т.п., то поле в точке M будет близко к нулю. Как видно из рисунка 2.4, разность фаз прямой и отраженной волн возникает за счет прохождения отраженной волной большего расстояния ($r_2 > r_1$). Эта разность хода равна отрезку $A_1B = 2h\cos\theta$, который зависит от угла θ. Таким образом, при изменении угла θ будет меняться разность фаз прямой и отраженной волн в точке наблюдения, а, следовательно, при изменении угла θ будет наблюдаться чередование максимумов и минимумов поля, т. е. ДН в вертикальной плоскости $0 \le \theta \le 90^0$ приобретает лепестковый характер.



а) б)

Рисунок 2.5 – ДН вибраторов без учета влияния земли:
а) – вертикальный вибратор, б) – горизонтальный вибратор

На ДН вертикального вибратора в горизонтальной плоскости земля влияния не оказывает, поскольку разность хода A_1B зависит лишь от угла θ и не зависит от угла ϕ. Поэтому в горизонтальной плоскости разность фаз прямой и отраженной волн остается постоянной.

Формулы для ДН в вертикальной плоскости для случая вертикального и горизонтального вибраторов можно получить. Чем будут отличаться эти случаи вибраторов? Во-первых, разными направлениями токов в зеркальных изображениях вибраторов и, во-вторых, диаграммой направленности самого вибратора в вертикальной плоскости $F_1(\theta)$ (рисунок 2.5).

В случае вертикального вибратора ДН имеет вид восьмёрки и описывается соотношением (2.3), в случае горизонтального – является окружностью с радиусом равным единице.

$$F_{1B}(\theta) \approx \sin\theta,\ F_{1\Gamma}(\theta) = 1. \qquad (2.5)$$

Представим поля прямой и отраженной волн в виде (2.2) и сложим их в точке M с учетом сделанных выше замечаний о примерном равенстве амплитуд. В результате получим

$$E(M) = \frac{AF_{1B,\Gamma}(\theta)}{r}\left[e^{-jkr_1} \pm e^{jkr_2}\right], \qquad (2.6)$$

где знак «плюс» соответствует вертикальному вибратору, а знак «минус» – горизонтальному, согласно направлению токов в зеркальных изображениях. Получим выражения для расстояний (рисунок 2.4) r_1 и r_2

$$r_1 = r - h\cos\theta\,,\ r_2 = r + h\cos\theta\,.$$

Подставляя эти значения в (2.6), вынося e^{-jkr} за скобку и учитывая, что согласно формулам Эйлера

$$e^{jkh\cos\theta} + e^{-jkh\cos\theta} = 2\cos(kh\cos\theta)\,,\ e^{jkh\cos\theta} - e^{-jkh\cos\theta} = 2j\sin(kh\cos\theta)$$

получим

$$E(M) = 2A\cdot F_{1B,\Gamma}(\theta)\frac{e^{-jkr}}{r}\cdot\begin{bmatrix}\cos(kh\cos\theta)\\ j\sin(kh\cos\theta)\end{bmatrix} \qquad (2.7)$$

Выделим в этом выражении зависимость величины $|E(M)|$ лишь от угла θ и, учитывая (2.5), запишем выражение для функции направленности в вертикальной плоскости с учетом влияния земли для вертикального вибратора

$$F_B(\theta) = \sin\theta\cdot|\cos(kh\cos\theta)|\,, \qquad (2.8)$$

и для горизонтального вибратора

$$F_\Gamma(\theta) = |\sin(kh\cos\theta)| \qquad (2.9)$$

Анализ формул (2.8) и (2.9) показывает, что если $kh = \frac{2\pi}{\lambda}h >> 1$, то при изменении θ от 0^0 до 90^0 функции $|\cos(kh\cos\theta)|$ и $|\sin(kh\cos\theta)|$ будут иметь несколько максимумов, равных 1 и минимумов, равных нулю. Таким образом, зависимость ДН в вертикальной плоскости в результате интерференции прямой и отраженной от земли волн приобретает лепестковый характер. Примеры ДН, расчеты сделаны по формулам (2.8) и (2.9), приведены на рисунке 2.6.

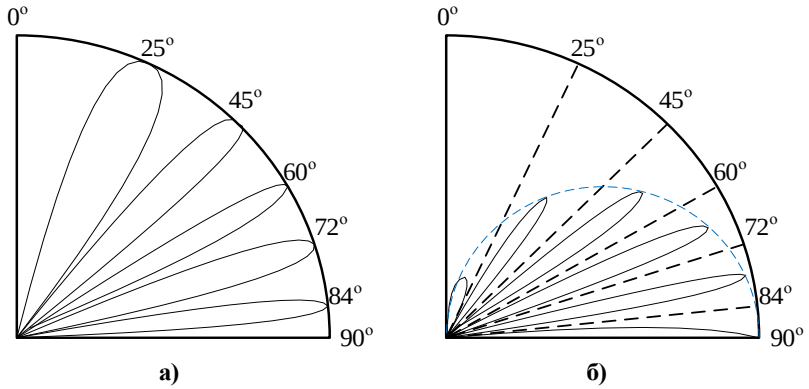


Рисунок 2.6 – ДН горизонтального и вертикального вибраторов для h = 2.5λ
а) – горизонтальный вибратор, б) – вертикальный вибратор

На рисунке показаны углы максимумов и минимумов диаграмм направленности. Видно, что максимумам ДН горизонтального вибратора соответствуют минимумы ДН вертикального и наоборот.

3 Описание экспериментальной установки

Функциональная схема экспериментальной установки приведена на рисунке 3.1.

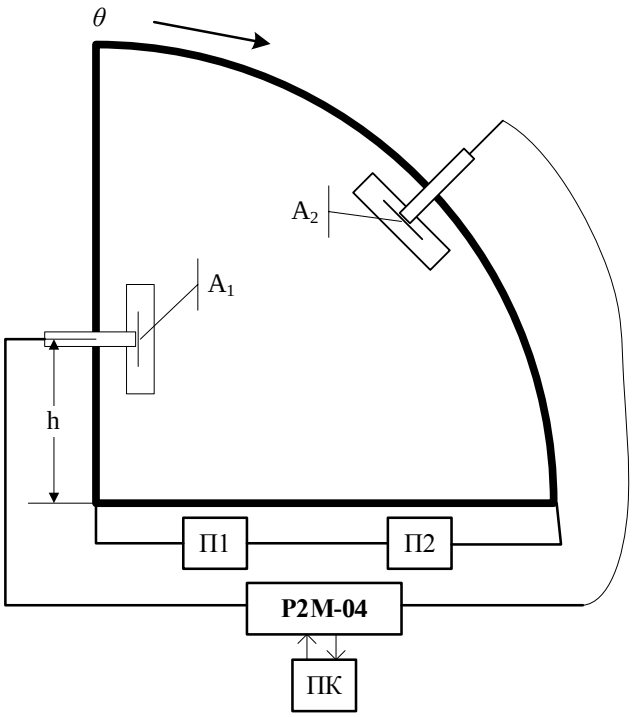


Рисунок 3.1 – Функциональная схема установки: - A_1 – излучающий вибратор, - A_2 – приемная антенна с детектором, - П1, П2 - приводы для управления движением антенн, - ПК – компьютер для снятия характеристик, - Р2М-04 измеритель модуля коэффициента передачи и отражения.

Сигнал заданной частоты поступает с источника Р2М-04 через коаксиальный кабель с волновым сопротивлением 75 Ом на антенну A_1. Антенна A_1 – представляет собой вибратор, выполненный на полосковой линии. Антенну A_1 можно поворачивать вокруг горизонтальной оси, задавая ей вертикальное или горизонтальное положение. Для поворота антенны A_1 следует *осторожно* специальным ключом расслабить гайку, фиксирующую положение антенны, повернуть рукой гайку с антенной и снова зажать гайку ключом.

Саму ***антенну*** $\mathbf{A_1}$ ***руками не трогать*****!**

Антенна A_2 – приемный вибратор, нагруженный на детектор, сигнал с которого подается на Р2М-04 и на ПК. По пластмассовому транспортиру приемную антенну A_2 можно автоматически передвигать с помощью управляющей кнопки на ПК, задавая ей положения, соответствующее различным значениям угла θ. Шкала транспортира проградуирована в углах θ. Показания индикатора (ПК), включенного в цепь антенны A_2 пропорциональны $|E(\theta)|^2$, поскольку характеристика детектора в диапазоне СВЧ квадратичная $I_{дет} = k \cdot |E(\theta)|^2$. Антенну A_2 нужно также аккуратно поворачивать, держась за гайку, на $\pm\ 90^0$ для исследования полей с вертикальной или горизонтальной поляризацией.

Поляризации антенн A_1, A_2 должны быть одинаковы.

Для уменьшения отражения радиоволн от стен и окружающих предметов в установке используются поглотители радиоволн, выполненные в виде коробок из пенопласта, внутри которых находятся нити из поглощающего материала. Несмотря на это, избежать полностью влияния местных предметов не удается. Поэтому, при проведении эксперимента следует избегать перемещений вблизи антенн.

4 Порядок выполнения работы

4.1 Изучить описание работы и выполнить домашнее задание, ответить на некоторые контрольные вопросы и получить от преподавателя допуск на выполнение работы.

4.2 Включить кнопку питания на приборе Р2М-04, управляющем устройстве нажать красную кнопку и на компьютере. Набрать пароль и логин (узнать у преподавателя) и войти в систему.

4.3 Запустите программу «Graphit: скалярный анализатор цепей» по управлению прибором Р2М-04.

4.4 Установите в окне справа параметры:

- «центральная частота» – 1,7 ГГц, «количество точек»: 1;
- в окне «усреднение» выбрать степень усреднения такой, чтобы изображение на экране ПК было стабильным;
- в окне «параметры мощности» выставить 16 дБм ($P_{вых}$).

Запустите режим измерения, нажав кнопку на ПК .

4.5 Измерить на ПК сигнал в точке приема (в дБм) для случаев;

- для вертикальных антенн для двух значений высот передающей антенны – *h*;
- для горизонтальных антенн для двух значений высот передающей антенны – *h*;

Одну высоту h взять из расчетного задания, другую – по указанию преподавателя. Измерения производить через 5^0.

4.6. Переведите мощность из дБм в мВт с помощью онлайн калькулятора (http://profi-radio.ru/online-raschet.html).

Нормировать результаты перевода (из дБм в мВт) и построить экспериментальные ДН. Сравнить экспериментальные и расчетные ДН.

Для экспериментально снятых ДН, в случае отсутствия соответствующих теоретических, следует рассчитать направления максимумов и минимумов ДН по формулам (2.8) и (2.9), и нанести их на экспериментальные ДН.

4.7 Сделать выводы: о соответствии эксперимента и теории; о влиянии высоты подвеса h антенны A_1 на число лепестков ДН; на форму первого от земли лепестка ДН в зависимости от поляризации поля излучения.

4.8 Завершение эксперимента.

Остановить программу, нажав кнопку . Закрыть программу и выключить прибор Р2М-04. Выключить кнопки питания компьютера и УУ.

5 Расчетное задание

5.1 Рассчитать ДН для вертикального и горизонтального вибраторов для высот подвеса h передающих антенн, указанных в таблице согласно номеру подгруппы, или по заданию преподавателя. Внести данные в созданную Вами таблицу. В расчетах предусмотреть шаг по углу $(2 - 3)^0$.

Таблица 5.1 – для расчетных заданий

Номер подгруппы	1	2	3	4
Вертикальный вибратор h	0.5 λ	1 λ	1,5 λ	2 λ
Горизонтальный вибратор h	2 λ	1,5 λ	0,5 λ	1 λ

5.2 Рассчитанные ДН постройте в декартовой системе координат, и одну из диаграмм (по вашему выбору) постройте в полярной системе координат.

5.3 Рассчитать направления максимумов и минимумов, используя формулы (2.8) и (2.9) и рекомендации п.4.5, и нанести их на графики экспериментальных ДН (п.4.5).

5.4. Определить ширину «лепестков» ДН по уровню 0,5 $F_{\text{р}}(\theta)$ для одной высоты поднятия передающей антенны над землей и одной поляризации антенны.

6 Контрольные вопросы

1 В чем заключается явление интерференции электромагнитных волн?

2 Что такое ДН антенны и как она измеряется в данной работе?

3 В чем суть метода зеркальных изображений? Постройте зеркальное изображение для вибратора, наклоненного к поверхности земли.

4. Почему ДН вибраторов в присутствии земли приобретают лепестковый характер?

5 Почему и как отличаются ДН вертикального и горизонтального вибраторов, поднятых над землей на одну и ту же высоту?

6 Как зависит число лепестков в ДН вибратора над землей от высоты h и длины волны λ?

7 Как по виду ДН антенны над идеально проводящей землей определить поляризацию антенны?

8 Укажите возможные источники погрешностей при измерении ДН на данной установке.

9 Как нормировать функцию направленности? Как учитывается квадратичность характеристики детектора?

10 Как строятся ДН в полярной и прямоугольной системах координат? В каких случаях следует использовать ту или другую формы изображения ДН?

11 Как из (2.8), (2.9) получить формулы для определения направлений максимумов и минимумов ДН.

Список литературы

1 Электродинамика и распространение радиоволн: учеб. пособие/ Боков Л.А., Замотринский В.А., Мандель А.Е. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2013.- 410с.

2 Б.М. Петров. Электродинамика и распространение радиоволн: Учебник для вузов. - М.: Горячая линия - Телеком, 2007.-558 с. (100)

Лабораторная работа №4

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОН ФРЕНЕЛЯ И ДИФРАКЦИИ РАДИОВОЛН

1 Цель работы

Дифракцией называют совокупность явлений, обусловленных огибанием волнами различных препятствий. Например, это может быть прохождение волн через отверстие в экране, вблизи границ непрозрачных тел, излучение рупорной антенны и т. д. В общем случае дифракционную задачу можно сформулировать следующим образом: на тело с заданными электрическими параметрами падает электромагнитная волна. Под действием поля этой волны в теле возникают переменные токи и заряды, являющиеся источником вторичного, рассеянного поля. Требуется определить величину, направление и распределение в пространстве вторичного поля или полного поля, равного сумме падающего и вторичного полей.

Целью данной работы является:

- знакомство с понятием зон Френеля в теории дифракции;
- экспериментальное определение области пространства, существенной для распространения радиоволн;
- исследование дифракции на плоском экране;
- исследование дифракции на щелях разной ширины;

2 Основные вопросы теории

2.1 Принцип Гюйгенса-Френеля

При распространении радиоволн в свободном пространстве различные области пространства не одинаково влияют на формирование поля на некотором расстоянии от излучателя. Область пространства, в которой распространяется основная часть передаваемой мощности, называют областью пространства, существенной при распространении радиоволн.

Очевидно, что эта область охватывает пространство вблизи прямой, соединяющей точки расположения излучателя и приёмной антенны. Размеры и конфигурацию области, существенной при распространении радиоволн, определяют исходя из принципа Гюйгенса.

Согласно принципу Гюйгенса, каждая точка фронта распространяющейся волны является источником новой вторичной сферической волны. Полное поле определяется путем суммирования элементарных полей, созданных вторичными источниками, которые находятся на некоторой поверхности, окружающей первичный источник. Математическую формулировку принципу Гюйгенса дал Кирхгоф в виде формулы, носящей его имя

$$\varphi(P) = \frac{j}{4\pi} \oint_S \left\{ \varphi_S \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-jkR}}{R}\right) - \frac{e^{-jkR}}{R}\frac{\partial \varphi_S}{\partial n} \right\} dS, \qquad (2.1)$$

где $\varphi(P)$ – поле в точке наблюдения P, S –замкнутая поверхность, окружающая источник, n – внешняя нормаль к поверхности S, $k=2\cdot\pi/\lambda$ –волновое число, λ – длина волны, φ_S – поле на поверхности S, R – расстояние от точки P до точек поверхности S.

Формула Кирхгофа не учитывает векторный характер электромагнитного поля и поэтому является приближенной. Однако и в таком виде она находит широкое применение, так как позволяет объяснить и рассчитать многое эффекты, связанные с распространением радиоволн.

Построение, предложенное Френелем, позволяет наглядно истолковать принцип Гюйгенса определить размеры и конфигурацию области, существенной для распространения радиоволн, не прибегая к вычислению интеграла в (2.1).

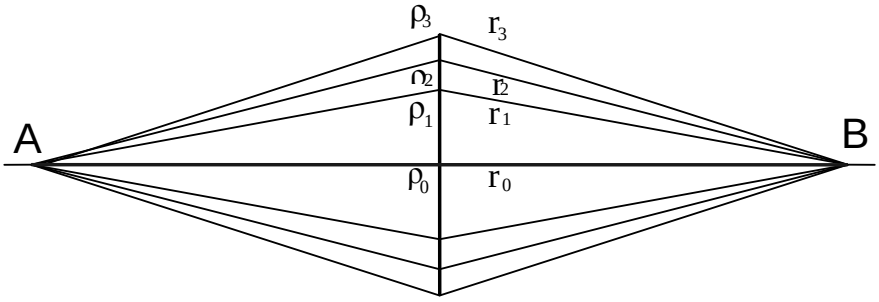


Рисунок 2.1. Построение зон Френеля на плоскости

Пусть в точке *A* помещен источник, а в точке *B* - приемная антенна. Причем расстояние *AB* много больше длины волны. Пусть на некотором расстоянии от точки *A* помещена бесконечная плоскость S, перпендикулярная к линии *AB* (рисунок 2.1)

Эту плоскость выберем в качестве поверхности, на которой рассматриваются вторичные источники. Разобьем плоскость *S* на зоны Френеля. Границы зон Френеля определяются равенствами:

$$\begin{aligned} &\rho_1 + r_1 - (\rho_0 + r_0) = \lambda / 2 \\ &\rho_2 + r_2 - (\rho_0 + r_0) = 2 \cdot \lambda / 2 \cdot \\ &\rho_n + r_n - (\rho_0 + r_0) = n \cdot \lambda / 2 \end{aligned} \qquad (2.2)$$

Таким образом, первая зона Френеля − круг радиуса R_1, вторая − поверхность между окружностями с радиусами R_1 и R_2 и т. д. (рисунок 2.2)

Определим размеры зон Френеля. Из рисунка 2.1 находим:

$$\rho_1 = \sqrt{\rho_0^2 + R_1^2} = \rho_0 \sqrt{1 + \frac{R_1^2}{\rho_0^2}} \approx \rho_0 (1 + \frac{R_1^2}{2\rho_0^2}) = \rho_0 + \frac{R_1^2}{2\rho_0} \cdot \qquad (2.3)$$

Мы использовали условие $R_1 / \rho_0 << 1$. Аналогично:

$$r_1 \approx r_0 + \frac{R_1^2}{2r_0} \cdot \qquad (2.4)$$

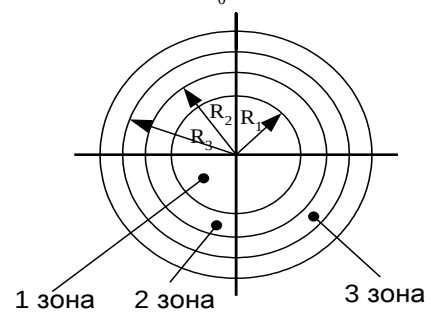


Рисунок 2.2 – Зоны Френеля в плоскости *S*

Подставляя (2.3) и (2.4) в первое уравнение системы (2.2), получим:

$$\rho_0 + \frac{R_1^2}{2\rho_0} + r_0 + \frac{R_1^2}{2r_0} - \rho_0 - r_0 = \frac{\lambda}{2}. \quad (2.5)$$

Отсюда радиус первой зоны Френеля:

$$R_1 = \sqrt{\frac{\lambda \cdot r_0 \cdot \rho_0}{r_0 + \rho_0}}. \quad (2.6)$$

Аналогично, внешний радиус зоны любого номера будет:

$$R_n = \sqrt{\frac{n \cdot \lambda \cdot r_0 \cdot \rho_0}{r_0 + \rho_0}}. \quad (2.7)$$

Площадь первой зоны:

$$S_1 = \pi \cdot R_1^2 = \frac{\pi \cdot \lambda \cdot r_0 \cdot \rho_0}{r_0 + \rho_0}.$$

Площадь *n*-ой зоны:

$$S_n - S_{n-1} = \frac{\pi \cdot \lambda \cdot r_0 \cdot \rho_0}{r_0 + \rho_0} \cdot n - \frac{\pi \cdot \lambda \cdot r_0 \cdot \rho_0}{r_0 + \rho_0} \cdot (n-1) = \frac{\pi \cdot \lambda \cdot r_0 \cdot \rho_0}{r_0 + \rho_0}. \quad (2.8)$$

Таким образом, площади всех зон Френеля одинаковы и равны:

$$S_\phi = \frac{\pi \cdot \lambda \cdot r_0 \cdot \rho_0}{r_0 + \rho_0}.$$

Построим границы зон Френеля в плоскости распространения волны. Для этого будем перемещать плоскость *S* вдоль линии *AB* (рисунок 2.3)

Для любого положения этой плоскости будут справедливы равенства, описывающие границу данной зоны Френеля:

$$\rho_1 + r_1 = \rho_1' + r_1' = AB + \lambda/2 = const. \quad (2.9)$$

Равенства (11.21) описывают эллипсы с полюсами в точках *A* и *B*, где расположены излучатель и приёмник. Следовательно, в пространстве первая зона Френеля представляет собой эллипсоид вращения с осью вращения – линией AB. Зоны высших номеров – часть пространства между соседними эллипсоидами вращения. Таким образом, если мы ограничиваемся конечным числом зон, конфигурация области, существенной при распространении радиоволн – это эллипсоид вращения с полюсами в точках расположения излучателя и приёмника.

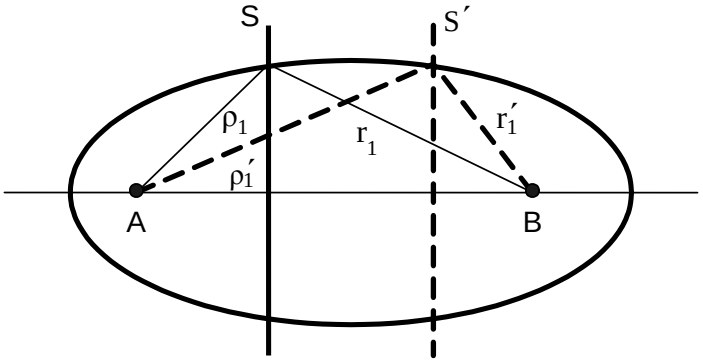
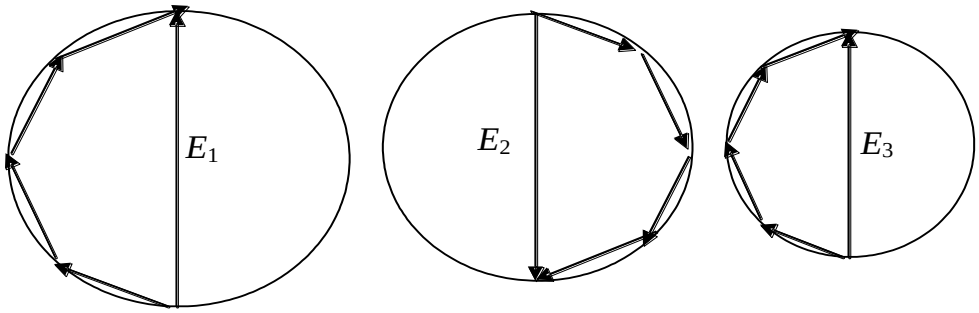


Рисунок 2.3. Пространственные зоны Френеля

Посмотрим теперь, все ли зоны Френеля необходимо учитывать в результирующем поле. Вернемся к системе уравнений (2.2). Согласно этим равенствам, вторичные источники, расположенные на границах двух соседних зон, излучают волны, приходящие в точку наблюдения в противофазе. Найдем суммарное поле, обусловленное всеми зонами Френеля.

В практике распространения радиоволн расстояние между излучателем и точкой наблюдения всегда велико по сравнению с длиной волны, т. е. всегда интересуются полем в дальней зоне. Следовательно, всегда выполняется условие: $\rho_0+r_0>>\lambda$.Будем считать, что также выполняется условие: $\rho_0>>\lambda;\ r_0>>\lambda$.

При этих условиях, при переходе от одной зоны к другой, амплитуда колебаний каждого элемента площади S_n меняется незначительно. Ещё меньше меняется амплитуда колебаний при перемещениях в пределах одной зоны. Разделим каждую зону Френеля на некоторое число равных по площади колец (рисунок 2.4). При этом волны, создаваемые каждым кольцом, почти не будут отличаться по амплитуде друг от друга, но будут отличаться по фазе. Например, при делении первой зоны на четыре кольца, фазы колебаний источников двух соседних колец будут отличаться на 45^0.



а) б) в)

Рисунок 2.4. Суммирование векторов напряженности электрического поля

Суммирование векторов напряженностей поля в пределах первой зоны для этого случая можно изобразить так, как они изображены на рисунке 2.4 а. Результирующий вектор волны от вторичных источников второй зоны $\vec{E}_2$ будет направлен противоположно вектору $\vec{E}_1$ (рисунок 2.4б). Он будет короче, вследствие увеличения расстояния ρ и r. Результирующий вектор $\vec{E}_3$ (рисунок 2.4в) будет меньше по длине $\vec{E}_2$ и направлен противоположно последнему. Таким образом, результирующую напряженность поля, создаваемого всеми зонами Френеля, можно представить в виде знакопеременного ряда:

$$E_\Sigma = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + ...(-1)^{n-1}\cdot E_n +$$

Поскольку соседние члены ряда мало отличаются друг от друга – каждый член ряда можно считать равным среднему арифметическому из двух соседних:

$$E_\Sigma = \frac{E_1}{2} + (\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2}) + (\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2}) + ... + (\frac{E_{n-2}}{2} - E_{n-1} + \frac{E_n}{2}) + \frac{E_n}{2}. \qquad (2.10)$$

Ряд (2.10) сходящийся. При $n \to \infty$ величины в каждой из скобок близки к нулю, и результирующая напряженность поля стремится к половине значения напряженности поля, создаваемого первой зоной:

$$E_\Sigma \longrightarrow \frac{E_1}{2}.$$

Такой результат обусловлен тем, что поля, создаваемые зонами высших номеров, взаимно компенсируются.

Таким образом, результирующее поле в точке наблюдения, в основном, создаётся волнами вторичных излучателей, расположенных в пределах первых нескольких зон Френеля. Вклад остальных зон Френеля в силу быстрой сходимости ряда пренебрежимо мал.

Из проведенного анализа можно сделать вывод о том, что существует область

пространства, существенно участвующая в распространении радиоволн. Эта область ограничена эллипсоидом вращения, соответствующим внешней границе пространственной зоны Френеля с небольшим номером.

Эллипсоид существенной области тем больше вытянут, чем меньше длина радиоволны λ. При $\lambda \to 0$ эллипсоид превращается в линию, соединяющую источник и точку наблюдения, называемую лучом. Так, в оптике существует раздел – геометрическая оптика, в которой волны заменяют лучами. В общем случае такая замена справедлива и для радиоволн других диапазонов, но только при отсутствии препятствий с конечными размерами. При падении волны на тело с конечными размерами геометрическая оптика дает принципиально неверные результаты. Например, полное отсутствие поля в области тени (за препятствием).

Если экран закрывает первую зону Френеля, то поле в точке наблюдения определяется действием остальных открытых зон. Этим объясняется наличие пятна Пуассона за непрозрачным экраном. Экспериментальное подтверждение существования пятна Пуассона явилось в свое время важным аргументом в пользу волновой природы света.

2.2 Дифракция Френеля на краю непрозрачного экрана

Предположим, что между точками P и M имеется препятствие, которое можно представить в виде плоского экрана (рисунок 2.5). Например, это может быть горный хребет, расположенный на трассе радиорелейной линии или между передатчиком и приемником телевизионного сигнала. Поле в точке наблюдения M вычисляется по формуле (2.2), где интегрирование проводится только по освещенной части поверхности S_0, т. е. не занятой экраном. При этом поле в этой области предполагается таким же, как и при отсутствии экрана. В действительности, токи на экране искажают поле над ним и создают поле на теневой части экрана, но точный учет этих эффектов очень сложен. Используемое здесь приближение называется приближением Кирхгофа. Оно дает удовлетворительные результаты, если размеры экрана (или отверстия в экране) много больше длины волны.

Выберем систему координат так, чтобы точки P и M находились на оси z, а ось x была перпендикулярна краю экрана (рисунок 2.5). Представим ρ и r в виде разложения по малым значениям x/ρ_0 и x/r_0 и полагая $\cos(\vec{n}\vec{r}_0) \approx 1$, представим формулу (2.2) в виде

$$\dot{U}(M) = C\frac{e^{-j\cdot k\cdot(r_0+\rho_0)}}{r_0+\rho_0}F(u_0) \qquad (2.11)$$

где $C = const, u = x\sqrt{\frac{2}{\lambda}(\frac{1}{\rho_0}+\frac{1}{r_0})}$, u_0 – соответствует значению $x=x_0$, x_0 – координата края экрана,

$$F(u_0) = \frac{1}{\sqrt{2}}\int_{u_0}^{\infty} e^{-j\cdot\frac{\pi}{2}\cdot u^2}\,du$$

где $F(u_0)$ – коэффициент ослабления поля.

Можно показать, что параметр $u(x)$ определяет число зон Френеля (n_x), укладывающихся на отрезке 0 –x,

$$u = \sqrt{2n_x}$$

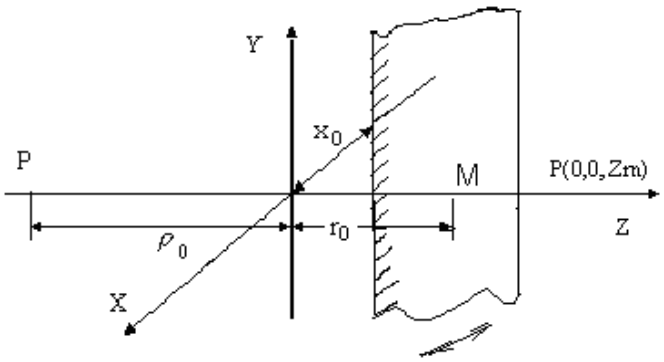


Рисунок 2.5 – Дифракция на краю экрана

При x_0 =0 экран касается линии ***PM***, при $x_0 > 0$ экран перекрывает ее, а при $x_0 < 0$ экран не доходит до этой линии. Это же относится и к параметру u_0.

График зависимости модуля функции $F(u_0)$ дает рисунок 2.6.

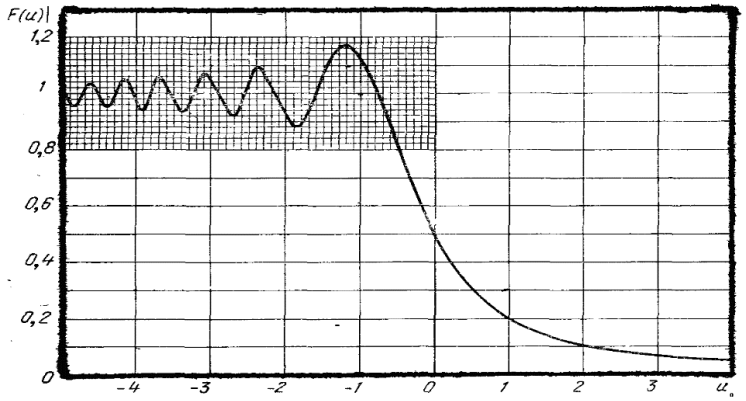


Рисунок 2.6 – Распределение амплитуды от смещения экрана

Положительным значениям u_0 соответствует $x_0 > 0$, экран при этом перекрывает линию между точкой P и точкой M и поле монотонно уменьшается при увеличении x_0. При $x_0 < 0$ ($u_0 < 0$) поле имеет осциллирующий характер, что объясняется интерференцией волн от открытых зон Френеля. Функцию $|F(u_0)|$ можно вычислить точнее через специальные функции-интегралы Френеля

$$C(u_0) = \int_0^{u_0} \cos\left(\frac{\pi}{2}u^2\right)du,\ S(u_0) = \int_0^{u_0} \sin\left(\frac{\pi}{2}u^2\right)du, \tag{2.12}$$

в виде

$$\left|F(u_0)\right| = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{0,5 - C(u_0) - S(u_0) + C^2(u_0) + S^2(u_0)}\,. \tag{2.13}$$

2.3 Дифракция Френеля на длинной щели

С помощью интегралов Френеля можно исследовать дифракцию на длинной продольной щели в плоском экране (рисунок 2.7). Края щели определяются координатами x_1 и x_2, которым соответствуют параметры u_1 и u_2.

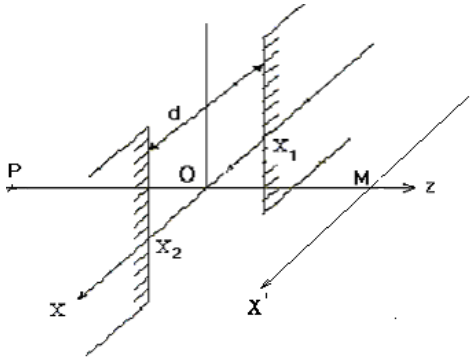


Рисунок 2.7 – Расположение экрана относительно оси распространения волны

Проведем через точку M ось x', параллельную оси x. Будем также считать, что щель расположена вблизи точки M так, что $\rho_0 >> r_0$. Тогда смещение точки M по оси x можно приближенно рассматривать как смещение щели вдоль оси x при неподвижных точках P и M.

Поле в этом случае определяется формулой (2.11) с заменой $F(u_0)$ на $F(u_1)$- $F(u_2)$. Действительно, поле в т. M в этом случае пропорционально интегралу, который может быть вычислен как

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\int_{u_1}^{u_2} e^{-j\cdot\frac{\pi}{2}\cdot u^2}\,du = F(u_1) - F(u_2) \qquad (2.14)$$

Величина u_2-u_1 пропорциональна числу зон Френеля, укладывающихся на ширине щели d. При этом возможны три случая:

1) Широкая щель: $d >> R_1$- радиуса первой зоны Френеля, u_1-u_2 >>1. На щели укладывается большое число зон Френеля. Поле $U(M) \approx U_0$ и не будет существенно изменяться при незначительном смещении точки M, поскольку край щели будет перекрывать зоны высокого порядка. Когда точка M сместится настолько, что край щели начнет перекрывать первые зоны Френеля, поле в плоскости наблюдения начнет уменьшаться. Область пространства, где наблюдается такой вид дифракции, называется ближней зоной источника излучения, каким в данном случае является щель. Ближняя зона располагается непосредственно вблизи источника излучения, где размеры зон Френеля малы. С уменьшением длины волны граница ближней зоны отодвигается от источника.

2) Средняя щель: $d \approx R_1$. На щели укладывается лишь несколько первых зон Френеля. Колебания поля $U(M)$ в этом случае начинаются сразу же при смещении точки M от центра щели. Когда точка M находится против центра щели, в ней может быть максимум или минимум поля в зависимости от того, укладывается на щели четное или нечетное число зон Френеля. Область пространства, в которой наблюдается такой вид дифракции называется областью Френеля. Именно для этой области имеют смысл и значение понятия зон Френеля и области, существенной для распространения радиоволн.

3)Узкая щель: $d << R_1$. На щели укладывается лишь часть первой зоны Френеля. При смещении точки M как по оси x, так и по оси z поле изменяется монотонно. Область пространства, в которой наблюдается такой вид дифракции называется областью Фраунгофера или дальней зоной источника. При определении поля источника в его дальней зоне лучи, идущие от разных точек источника в точку наблюдения, можно считать параллельными, что значительно облегчает процесс вычислений. Понятия ближней, промежуточной (Френеля) и дальней (Фраунгофера) широко используются в теории излучения антенн.

Рассмотренный выше метод решения дифракционных задач является приближенным. При вычислении интегралов типа (2.11) предполагается, что поле на экране полностью

отсутствует, а на освещенной части поверхности S_0 оно такое же, как при отсутствии экрана. Такое приближение называется приближением Кирхгофа. Оно оправдано, если размеры препятствия много больше длины волны.

3 Экспериментальная часть

3.1 Описание экспериментальной установки

На рисунке 3.1 представлена схема экспериментальной установки для исследования дифракции и зон Френеля.

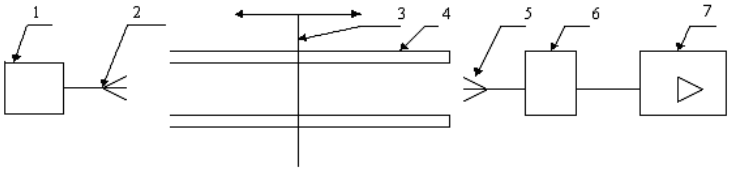


Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки для исследования электромагнитных волн: 1 – генератор высокочастотный г-8-1; 2 – рупор; 3 каретки с щелями и с кольцами Френеля; 4 – оптическая рельса; 5 – приемная антенна; 6 – детекторная секция; 7 – измерительный вольтметр

На каретках установлены экран, щели различного размера и металлические кольца Френеля (рисунок 3.2)

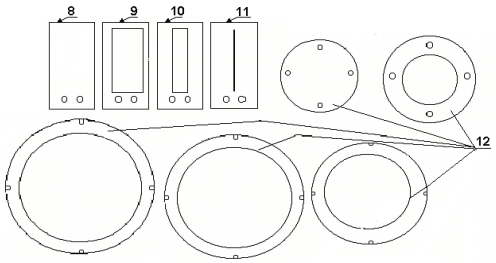


Рисунок 3.2 – Комплектующие детали для исследования дифракции

На рисунке 3.3 изображены узлы экспериментальной установки:

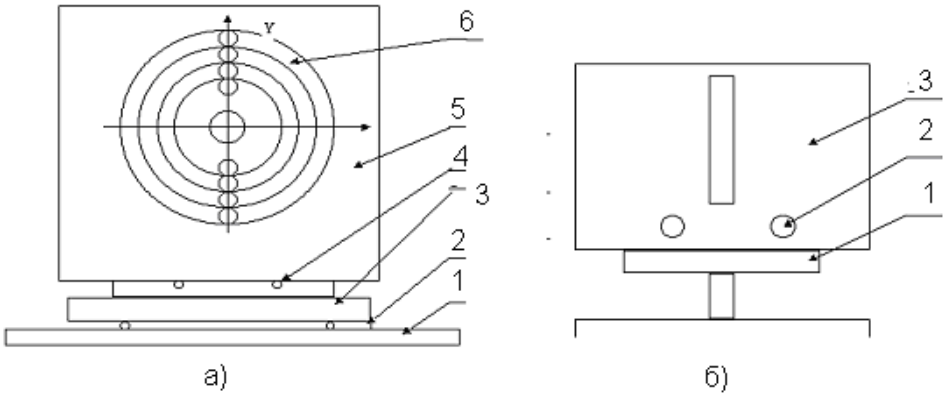


Рисунок 3.3 – Установка для исследования зон Френеля (а) и дифракции на щели (б)

На рисунке 3.3б показана установка для исследования дифракции на щели. Радиусы металлических колец, предназначенных для закрывания зон Френеля, приведены в таблице 3.1. Там же приведены размеры щелей в экране.

Таблица 3.1 – Размеры колец и щелей

Номер кольца	1	2	3	4	5	6
Радиусы, см	6,7	9,4	11,6	13,4	14,9	16,4
Номер щели	1	2	3			
Ширина щели, мм	240	50	3,5	-	-	-

Согласно формуле (2.11), радиусы колец должны быть пропорциональными $\sqrt{n}$, где n – номер соответствующей зоны Френеля.

3.2 Расчетное задание

3.2.1. Рассчитайте и постройте по формуле (2.6) радиус первой зоной Френеля. Параметры исходных данных возьмите из таблицы 3.2 для указанного в задании номера варианта. Параметр ρ_0 изменять от 40 см до 100 см через 20 см. Заданное расстояние $\rho_0 + r_0 = 200$ см.

Таблица 3.2 – Исходные данные

Номер варианта	1	2	3	4	5
λ, см.	0,85	0,9	1,0	1,1	1,2

3.2.2. Определите положение плоскости экрана r_0, при котором металлические кольца, будут соответствовать размерам зон Френеля для вашего варианта из таблицы 3.2.

3.2.3. Рассчитайте и постройте график зависимости $|F(x_0)|$ для дифракции на краю экрана, изменяя положение приемной антенны x_0 от минус 10 см до плюс 10 см с шагом 0,1 см для $\rho_0 = r_0$. При этом воспользоваться формулами (2.12) и (2.13). Вычислить $|F(x_0)|$ на компьютере с помощью программ типа Mathcad.

3.2.4. Рассчитайте и постройте с помощью программ Mathcad по формулам (2.11), (2.12), (2.13), (2.14). график зависимости $|F(x)|$ для дифракции на щелях, изменяя положение приемной антенны от минус 10 см до плюс 10 см, для $\rho_0 = r_0$. Для расчёта u_0 воспользуйтесь формулой (3.1):

$$u_0 = x\sqrt{\frac{2}{\lambda}\left(\frac{1}{\rho_0}+\frac{1}{r_0}\right)}. \qquad (3.1)$$

Для расчета дифракции используйте выражение $F(x) = F(u_0) + F(-u_0)$.

а) на широкой щели $d_1 >> R_1$. Занести результаты $\boldsymbol{F_1(U_0)}$ в таблицу 3.3.

Таблица 3.3 – Расчётные и экспериментальные данные для широкой щели

***x*, см**	**-10**	**- ..**	**- 3**	**- 2**	**-1**	**0**	**1**	**2**	**…**	**10**
$\boldsymbol{U_0}$**, отн ед**										
$\boldsymbol{F_1(U_0)}$ **Расчет**										
$\boldsymbol{F_1(U_0)}$ **Эксп-т**										

б) на щели $d_2 = R_1$. Занести результаты $\boldsymbol{F_1(U_0)}$ в таблицу 3.4.

Таблица 3.4 – Расчётные и экспериментальные данные для щели $d_2=R_1$

x_0, см	-10	- …	- 3	- 2	-1	0	1	2	…	10
U_0, отн ед										
$F_2(U_0)$ Расчет										
$F_2(U_0)$ Эксп-т										

в) на узкой щели $d_3<<R_1$. Занести результаты $F_1(U_0)$ в таблицу 3.5

Таблица 3.5 – Расчётные и экспериментальные данные для дальней зоны дифракции

x_0, см	-10	- …	- 3	- 2	-1	0	1	2	…	10
U_0, отн ед										
$F_3(U_0)$Расчет										
$F_3(U_0)$Эксп-т										

3.3 Порядок выполнения работы

3.3.1 Установите расстояние между антеннами $(r_0+\rho_0)$, соответствующее вашему варианту. Убедитесь, что прямая, соединяющая передающую и приемную антенны, проходит через центр зон Френеля. На генераторе установите частоту, ответствующую заданной длине волны. Добейтесь максимальных показаний усилителя настройкой генератора и детекторной секции приемной антенны.

3.3.2. Установите каретку с деревянным экраном на расстоянии r_0, рассчитанное в пункте 3.2.2, и поместите на экран все кольца. Открывайте последовательно зоны Френеля, снимая поочередно кольца, начиная с середины. Постройте зависимость $U(M)=f(n)$ и сравните полученные результаты с ожидаемыми по теории. Занесите данные в таблицу 3.6.

Таблица 3.6 – Зависимость напряжения от количества открытых зон Френеля

Кол. Открытых зон	1	2	3	4	5	6
Показания на приемнике						

3.3.3. Пронаблюдайте и зафиксируйте изменение сигнала для случаев, когда открыты только четные или только нечетные зоны Френеля. Проанализируйте результаты и объясните их.

Таблица 3.7 – Зависимость напряжения от количества открытых зон Френеля

Открытые нечетные зоны	1	1, 3	1, 3, 5
Показания на приемнике			
Открытые четные зоны	2	2, 4	2, 4, 6
Показания на приемнике			

3.3.4. С помощью экрана для первой зоны Френеля пронаблюдайте существование пятна Пуассона. Оставьте на экране только центральное кольцо и передвигайте приемную антенну. Данные запишите в таблицу 3.8 и постройте график.

Таблица 3.8 – Зависимость напряжения от количества открытых зон Френеля

***x*, см**	**-10**	**- …**	**- 3**	**- 2**	**-1**	**0**	**1**	**2**	**…**	**10**
Показания на приемнике										

3.3.5. Исследуйте дифракцию на краю экрана для условий п. 3.2.3. Сравните результаты с расчетными.

3.3.6. Исследуйте дифракцию на длинных прямоугольных щелях в плоском экране. Для этого подберите такие расстояние от щели до приемной антенны и нужную щель, чтобы выполнялись условия для всех видов дифракции (количество зон Френеля, укладывающихся на ширине щели). Перемещая приемную антенну в поперечном направлении щели, измерьте распределение поля и убедитесь, что оно соответствует данному типу дифракции.

4 Содержание и оформление отчета

4.1. Краткое описание цели работы и экспериментальной установки.

4.2. Результаты расчетного задания.

4.3. Экспериментальные результаты, оформленные в виде таблиц и графиков, совмещенных с теоретическими.

4.4. Физическое объяснение и анализ полученных результатов, а также причины возможного расхождения теории и эксперимента.

5 Контрольные вопросы

1. В чем сущность принципа Гюйгенса?
2. Из каких условий определяются границы зон Френеля?
3. Какая область пространства является существенной при распространении радиоволн и почему?
4. Получите формулу для радиусов зон Френеля.
5. Как взаимодействуют поля от зон Френеля в точке наблюдения и почему?
6. Как можно закрывая некоторые зоны Френеля увеличить поле в точке наблюдения по сравнению со свободным пространством?
7. Что такое ближняя и дальняя зоны излучателя?
8. При каких условиях наблюдается дифракция Фраунгофера и Френеля?
9. Объясните зависимость поля в точке наблюдения от числа открытых зон Френеля.
10. Изобразите зависимость поля в точке наблюдения от расстояния r_0 для всех типов дифракции на щели.

Список литературы

1 Электродинамика и распространение радиоволн: учеб. пособие/ Боков Л.А., Замотринский В.А., Мандель А.Е. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2013.- 410с.

2 Б.М. Петров. Электродинамика и распространение радиоволн: Учебник для вузов. - М.: Горячая линия - Телеком, 2007.-558 с. **(100)**

Содержание

ПРЕДИСЛОВИЕ 3
Лабораторная работа № 1 4
ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН 4
ОТ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД 4
1 Цель работы 4
2 Основные положения теории 4
2.1 Поляризация электромагнитных волн 4
2.2 Отражение и преломление электромагнитных волн при наклонном падении 6
3 Экспериментальная часть 10
3.1 Описание экспериментальной установки 10
3.2 Расчетное задание 10
3.3 Экспериментальное задание 11
4 Контрольные вопросы 12
Лабораторная работа № 2 14
ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ СВЧ ДИАПАЗОНА 14
1 Цель работы 14
2 Основные положения теории 14
2.1 Бегущие волны в волноводах 14
2.2 Стоячие волны в волноводе 19
3 Экспериментальная часть 20
3.1 Описание экспериментальной установки 20
3.2 Порядок выполнения работы 21
4 Контрольные вопросы 25
Лабораторная работа №3 ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗЕМЛИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕНН 26
1 Цель работы 26
2 Основные теоретические сведения 26
2.1 Характеристики вибраторов (антенн) в свободном пространстве 26
2.2 Влияние земли на ДН вибраторов 28
3 Описание экспериментальной установки 32
4 Порядок выполнения работы 33
5 Расчетное задание 33
6 Контрольные вопросы 34
Лабораторная работа №4 35
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗОН ФРЕНЕЛЯ И ДИФРАКЦИИ РАДИОВОЛН 35
1 Цель работы 35
2 Основные вопросы теории 35
2.1 Принцип Гюйгенса-Френеля 35
2.2 Дифракция Френеля на краю непрозрачного экрана 39
2.3 Дифракция Френеля на длинной щели 40
3 Экспериментальная часть 42

3.1 Описание экспериментальной установки 42
3.2 Расчетное задание 43
3.3 Порядок выполнения работы 44
4 Содержание и оформление отчета 45
5 Контрольные вопросы 45