

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра общей физики

Нуриахметов Заур Наилевич

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Изучение структуры электромагнитных полей в волноводе
прямоугольного сечения**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №18301

Научный руководитель:

Ю.Д.Черноусов

Оценка научного руководителя

«_____» _____ 20__ г.

Преподаватель практикума

А.В.Судников

Оценка преподавателя практикума

«_____» _____ 20__ г.

Куратор практикума:

к.ф.-м.н., доцент Астрелин В.Т.

Итоговая оценка

«_____» _____ 20__ г.

Рекомендуется к публикации в сборнике избранных курсовых работ

Научный руководитель

Преподаватель практикума

Куратор практикума

Изучение структуры электромагнитных полей в волноводе прямоугольного сечения

Аннотация

Целью работы является изучение структуры электромагнитных полей волны моды H_{10} в волноводе прямоугольного сечения. В соответствии с уравнениями Максвелла и граничными условиями эта мода характеризуется наличием поперечной компоненты электрического поля E_y , а также поперечной H_x и продольной H_z компонент магнитного поля. На этой моде волн компоненты E_z , E_x , H_y отсутствуют. Работа заключалась в теоретическом описании полей в соответствии с уравнениями Максвелла, измерении с помощью электрического и магнитного датчиков наличия или отсутствия указанных компонент полей в прямоугольном волноводе на моде H_{10} и сопоставлении расчётных и экспериментальных данных. Для измерений использовалась установка, включающая СВЧ-анализатор цепей, измерительную линию, датчики полей – электрические и магнитные диполи. Структура полей изучалась по картине стоячей волны в прямоугольном волноводе. Использовалась измерительная линия P1-7 и анализатор цепей Agilent N5239A. Картина стоячей волны регистрировалась передвижным зондом измерительной линии, СВЧ сигнал с которого подавался на анализатор цепей. С помощью магнитного датчика было выяснено, что магнитное поле поляризовано в плоскости широкой стенки и максимум суммарной амплитуды смещен на $\lambda_v/4$ относительно электрической компоненты. Экспериментальные данные зависимости $E_y(z)$ и $H_x(z)$ хорошо согласуются с теоретической моделью.

Ключевые слова: поперечная электрическая волна, волновод прямоугольного сечения, мода H_{10}

Оглавление

1. Введение.....	4
2. Теоретическая часть.....	4
2.1 Поперечные электромагнитные волны. Общее решение волнового уравнения.....	5
2.2 ТЕМ волны.....	8
2.3 ТЕ волны в прямоугольном волноводе.....	9
2.4 Стоячая волна в волноводе.....	12
3 Экспериментальные данные.....	13
3.1 Экспериментальная установка.....	13
3.2 Результаты измерений электрической компоненты.....	14
3.3 Результаты измерений магнитной компоненты.....	16
4. Обработка результатов и выводы.....	17
5. Список литературы.....	19

1. Введение

Волноводами называются линии передачи энергии на сверхвысоких частотах. Они представляют собой металлические трубы различных сечений. В качестве колебательных систем СВЧ используются полые резонаторы – устройства, имеющие мало различий с волноводами. На основе этих приспособлений создаются аналоги элементов цепей, использующихся на низких частотах, — индуктивностей, ёмкостей и активных сопротивлений. В работе рассматривается структура поля в волноводе прямоугольного сечения, знание которой позволяет правильно использовать их, ориентировать в волноводе элементы связи (излучающие и принимающие устройства), осуществлять связь с другими устройствами – резонаторами, ускоряющими системами, вентилями, окнами связи и др. Также можно определить точки, между которыми наиболее вероятен пробой, вычислить амплитуду электрического и магнитного полей и передаваемую мощность. Для целей согласования необходимо также необходимо знать характеристическое сопротивление волновода, критическую длину волны в нём.

Поперечные моды возникают в радио- и микроволновых диапазонах, в пространстве ограниченном волноводом, а также в световых волнах в оптическом волокне и в оптическом резонаторе лазера. Различные конфигурации поля являются следствиями уравнений Максвелла и граничных условий, накладываемых формой волновода. Однако в любом виде волновода, где граничные условия накладываются физической структурой, волна определенной частоты может быть описана в терминах поперечной моды (или суперпозиции таких мод).

2. Теоретическая часть

Распространение волн в волноводе можно представить в виде суммы элементарных (парциальных) волн типа ТЕМ. Волны, как показано на рисунке

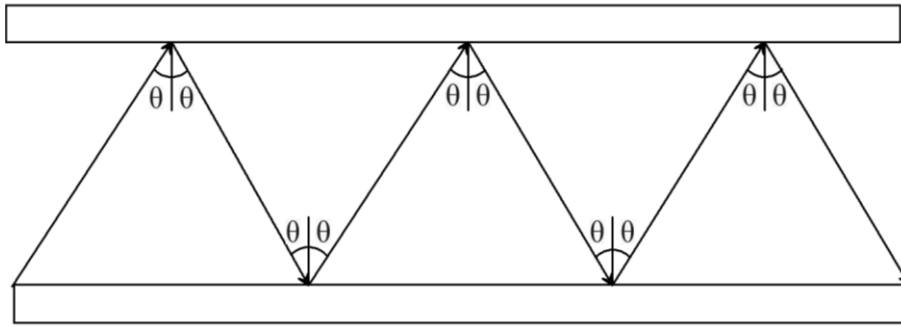


Рисунок 1.1 Зигзагообразное распространение волна типа ТЕМ между параллельными проводящими плоскостями.

1.1, многократно отражаясь, создают картину (речь о которой пойдёт ниже), предсказываемую уравнениями Максвелла. Количественный анализ парциальных волн является более трудоёмкой задачей, чем формальный анализ с помощью уравнений поля. Тем не менее, данная концепция помогает объяснить распространение волн с фазовой скоростью, превышающей скорость света. Как видно из рисунка 1.1 при $\theta = 90^\circ$ волна не распространяется, а колеблется между пластинами. За угол отвечает параметр $\lambda_{кр} = \frac{2a}{n} = \frac{\lambda}{\cos\theta}$ [2], где a – поперечные размеры волновода, а n – константа моды волны, λ – длина волны в свободном пространстве. Таким образом, при $\lambda > \lambda_{кр}$ волна не распространяется, а при $\lambda < \lambda_{кр}$ распространяется ($\theta < 90^\circ$). Фазовая скорость волны больше скорости света ($v_\phi \propto \frac{c}{\sin\theta}$), что значительно осложняет изучение структуры полей. Поэтому одной из важных задач была разработка методики измерения параметров бегущей волны.

2.1. Поперечные электромагнитные волны. Общее решение волнового уравнения

Как напрямую следует из уравнений Максвелла электромагнитные волны являются поперечными. Существует 3 типа поперечных волн: ТЕМ (transverse electromagnetic) поперечная электромагнитная, характеризующаяся $E_z=0$, $H_z=0$, ТЕ (transverse electric) или волны типа H_{mn} с $E_z=0$ и ТМ (transverse magnetic), волны типа E_{mn} с $H_z=0$. В прямоугольном волноводе индексы m означают количество поперечных паттернов по ширине волновода и n – количество

полуволновых паттернов по высоте волновода. Исходные уравнения Максвелла, описывающие электромагнитное поле в пространстве между проводниками, не содержащих свободных зарядов, имеют вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}; \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}; \quad (2.2)$$

$$\operatorname{div} (\varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}) = 0; \quad (2.3)$$

$$\operatorname{div} (\mu \mu_0 \mathbf{H}) = 0. \quad (2.4)$$

Здесь ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная проницаемость вакуума. Представляя в комплексной форме вектора $\mathbf{E} = \mathbf{E}_m e^{j\omega t}$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_m e^{j\omega t}$, ω – циклическая частота колебаний, уравнения (2.1) – (2.2) можно переписать в симметричном относительно векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ виде:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = j\omega \varepsilon' \varepsilon_0 \mathbf{E}; \quad (2.5)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -j\omega \mu \mu_0 \mathbf{H}; \quad (2.6)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0; \quad (2.7)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0. \quad (2.8)$$

Где $\varepsilon' = \varepsilon - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}$ – комплексная диэлектрическая постоянная, учитывающая потери в среде. Уравнения (2.5) – (2.8) легко сводятся к волновым, обозначая за $k^2 = \omega^2 \varepsilon' \varepsilon_0 \mu \mu_0$ получим:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0, \quad (2.9)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0. \quad (2.10)$$

Так как все 6 уравнений имеют одинаковую форму, нахождение всех компонент поля в прямоугольных координатах сводится к решению скалярного дифференциального уравнения в частных производных:

$$\frac{\partial^2 L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 L}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 L}{\partial z^2} + k^2 L = 0, \quad (2.11)$$

где L – одна из компонент электрического или магнитного поля.

Общее решение волнового уравнения для произвольной передающей линии находится разделением переменных по методу Фурье [2, § 2.2]:

$$L = D \cos(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi) e^{j\omega t - \gamma z}, \quad (2.12)$$

где ξ и η – поперечные волновые числа передающей линии, задающие конфигурацию поля в плоскости поперечного сечения волновода, а D – некий амплитудный множитель. Величина

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

называется постоянной распространения. Её физический смысл заключается в том, что α обуславливает затухание волны вдоль оси z , а β является фазовой постоянной. Таким образом при чисто действительном значении γ распространения волны не происходит, а при только мнимой, волна распространяется без затухания. В дальнейшем будет предполагаться, что $\gamma = j\beta$, тогда необходимо положить $\sigma = 0$. Из этого следует, что $\varepsilon' = \varepsilon$, а $k^2 = \omega^2 \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0$.

Подставляя (2.12) в (2.9) и (2.10) получим:

$$\nabla_{xy}^2 L + \gamma^2 L + k^2 L = 0, \quad (2.13)$$

где $\nabla_{xy}^2 L = \frac{\partial^2 L}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 L}{\partial y^2}$ – двумерный лапласиан поперечного сечения волновода.

Рассматривая пространство неограниченное проводниками, можно положить

$$\begin{aligned} \nabla_{xy}^2 \mathbf{E} &= \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} = 0, \\ \nabla_{xy}^2 \mathbf{H} &= \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial y^2} = 0. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Из (2.13) и значений k и γ можно получить, что $\beta = \gamma = \omega \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}$, а так как фазовая скорость волны равна $v_\phi = \frac{\omega}{\beta}$, то в свободном пространстве и при

$\varepsilon = \mu = 1$ фазовая скорость становится равна скорости света $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \cong 3 \cdot 10^8$ м/сек.

В передающей линии неравенство волновых числе k и γ может быть только при $\nabla_{xy}^2 \mathbf{E} \neq 0$ или $\nabla_{xy}^2 \mathbf{H} \neq 0$. Вводя обозначение

$$k^2 - \beta^2 = k_{кр}^2 = \frac{2\pi}{\lambda_{кр}}, \quad (2.15)$$

можно получить соотношение, определяющую длину волны в любой передающей линии,

$$\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon\mu - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}. \quad (2.16)$$

Это выражении показывает наличия дисперсии в передающих линиях. Как было показано во введении, $\lambda_{кр}$ определяет саму возможность распространения волн. Следовательно, тот факт, что фазовая скорость может быть больше скорости света следует не только из концепции парциальных волн.

Окончательно, с помощью вышеизложенных соображений и формул (2.5), (2.6) выражения для компонент поля имеют вид: [2, § 2.5]

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{1}{k^2 + \gamma^2} (j\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial y} - \gamma \frac{\partial H_z}{\partial x}), \\ H_y &= -\frac{1}{k^2 + \gamma^2} (j\omega\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial x} + \gamma \frac{\partial H_z}{\partial y}), \\ E_x &= -\frac{1}{k^2 + \gamma^2} (j\omega\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} + \gamma \frac{\partial E_z}{\partial x}), \\ E_y &= \frac{1}{k^2 + \gamma^2} (j\omega\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} - \gamma \frac{\partial E_z}{\partial y}). \end{aligned} \quad (2.17)$$

2.2 ТЕМ волны

ТЕМ волна представляет собой волну, векторы электрической и магнитной напряжённости которой лежат в плоскости, перпендикулярной направлению распространения (рис. 1.1). Фазовая скорость такой волны равна скорости света. В свободном пространстве, согласно следствиям уравнений Максвелла, может

существовать только такая волна. Условия (2.14) могут быть выполнены только если структура высокочастотных полей в передающей линии в поперечном сечении полностью совпадает со структурой статических электрических и магнитных полей, созданных в той же линии, и не зависит от частоты [2]. Таким образом, в полых волноводах ТЕМ волна существовать не может, однако такие условия могут выполняться в коаксиальной линии. Выражения для таких волн можно получить, положив в (2.17) $H_z=E_z=0$.

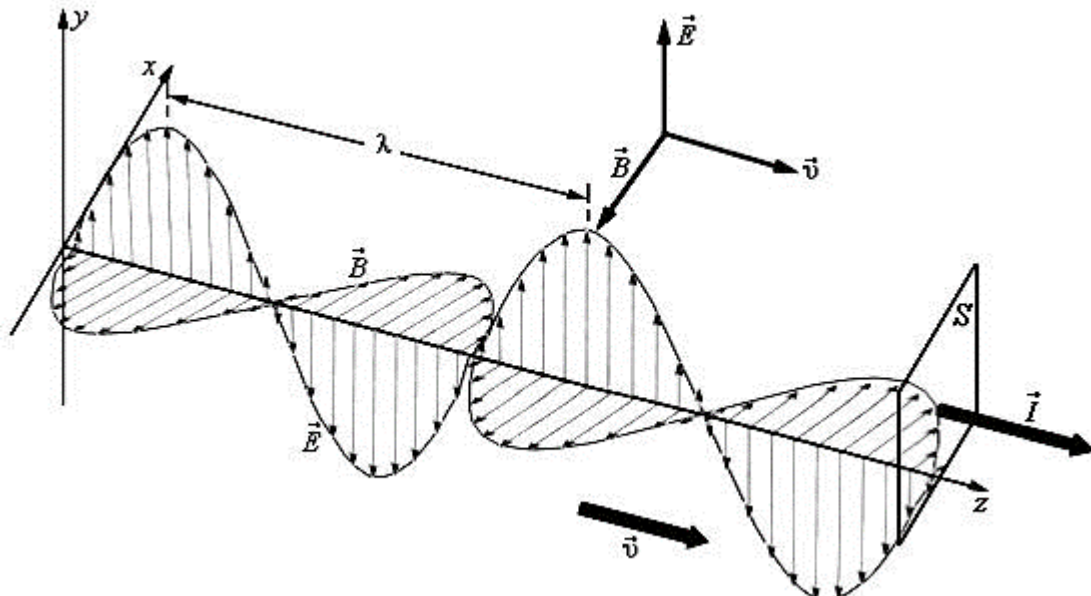


Рисунок 2.1 ТЕМ волна, $\vec{B}$ – вектор магнитной напряжённости, $\vec{E}$ – вектор электрической напряжённости, λ – длина волны, $\vec{k}$ – вектор распространения волны.

2.3 ТЕ волны в прямоугольном волноводе

Как было отмечено выше, для волны ТЕ (transverse electric) $E_z=0$. Для описания структуры полей представим H_z в виде:

$$H_z = D_1 \cos(\xi x - \varphi) \cos(\eta y - \psi) e^{j\omega t - \gamma z}, \quad (2.18)$$

Подставляя данное выражение в уравнения (2.17) и пользуясь граничными условиями,

$$\begin{aligned} E_x &= 0 \text{ при } y = 0 \text{ и } y = b, \\ E_y &= 0 \text{ при } x = 0 \text{ и } x = a. \end{aligned} \quad (2.19)$$

получим математическое описание полей для H_{mn} , (не пренебрегая периодичностью тригонометрических функций) обозначая за $D = jD_1 \frac{\mu\mu_0}{k^2 + \gamma^2}$ и не забывая предположение об отсутствии потерь, уравнения поля примут вид (множитель $e^{j\omega t - \gamma z}$ опущен для краткости):

$$\begin{aligned}
 E_x &= D\omega \frac{\pi n}{b} \cos\left(\frac{\pi m}{a}x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b}y\right); \\
 E_y &= -D\omega \frac{\pi m}{a} \sin\left(\frac{\pi m}{a}x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b}y\right); \\
 E_z &= 0; \\
 H_x &= D \frac{\beta}{\mu\mu_0} \frac{\pi m}{a} \sin\left(\frac{\pi m}{a}x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b}y\right); \\
 H_y &= D \frac{\beta}{\mu\mu_0} \frac{\pi n}{b} \cos\left(\frac{\pi m}{a}x\right) \sin\left(\frac{\pi n}{b}y\right); \\
 H_z &= -jD \frac{\pi^2}{\mu\mu_0} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \cos\left(\frac{\pi m}{a}x\right) \cos\left(\frac{\pi n}{b}y\right). \quad (2.20)
 \end{aligned}$$

В работе рассматривается волна моды H_{10} , положив в (2.20) $m = 1, n = 0$ получаем уравнения для этого типа волн (также опуская экспоненциальный множитель):

$$\begin{aligned}
 E_y &= -D \frac{\pi\omega}{a} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right); \\
 H_x &= D \frac{\beta\pi}{\mu\mu_0 a} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right); \\
 H_z &= -jD \frac{\pi^2}{\mu\mu_0 a^2} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right); \\
 E_x &= H_y = E_z = 0. \quad (2.21)
 \end{aligned}$$

На рисунке 2.2 показана структура моды H_{10} в прямоугольном волноводе. Как видно из рисунка 2.3 максимальное значение E_y находится по середине волновода. В дальнейшем нас интересовала зависимость $E_y(z)$, поскольку её можно измерить с помощью измерительной линии. С этой целью измерительная

линия возбуждается СВЧ-сигналом и закорачивается на конце. При этом в линии устанавливается стоячая волна, представляющая собой сумму двух волн,

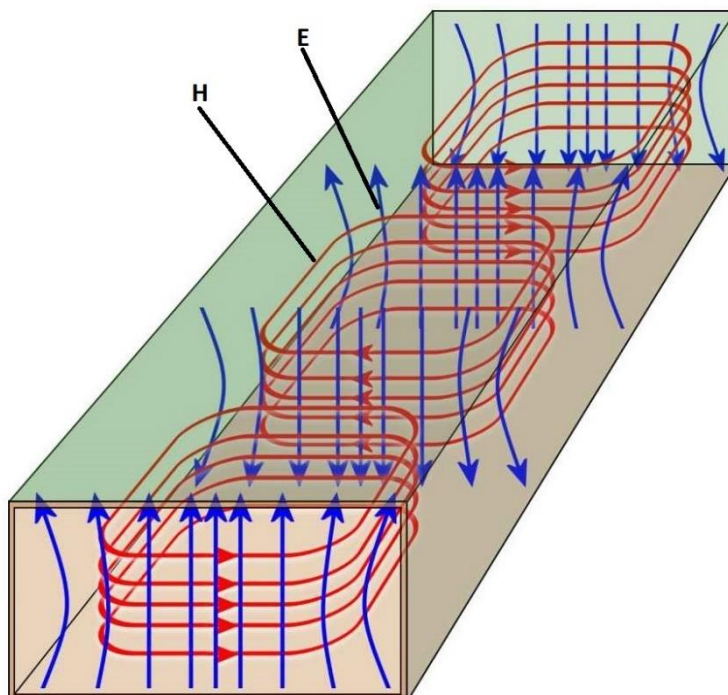


Рисунок 2.2 Структура полей бегущей волны H_{10}

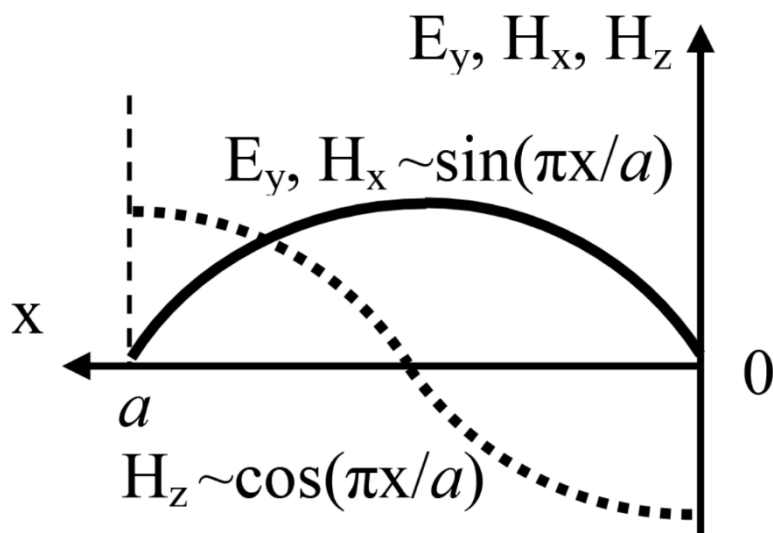


Рисунок 2.3 Эпюра компонент электромагнитной волны в поперечном сечении

распространяющихся навстречу друг другу. Также следует учесть то, что минимум электрической компоненты суммарной волны в продольном сечении приходится на заглушку вследствие того, что при падении электромагнитной волны на поверхность, сама поверхность становится источником отражённой

электромагнитной волны. В плоскости поверхности фаза отражённой волны противоположна фазе падающей волны. Вследствие интерференции этих волн в плоскости поверхности, на заглушке должно быть нулевое значение суммарной амплитуды электрического поля.

Структура поля магнитной компоненты представляет из себя эллипсы, расположенные в плоскости широкой стенки волновода. Таким образом можно говорить о том, что поле плоско-поляризовано. Как видно из (2.21) максимум магнитной компоненты смещён на расстояние $\lambda_v/4$ (смотри на множитель j в выражении для H_z).

2.4 Стоячая волна в волноводе

Для описания стоячей волны в волноводе воспользуемся следующими соображениями. Пусть в направлении $z > 0$ генератор, который расположен в начале линии ($z = 0$), излучает волну $a_{\text{пад}} = a e^{j(\omega t - kz)}$, где $k = 2\pi/\lambda_v$ продольное волновое число. На расстоянии $z_0 > 0$ расположена нагрузка с комплексным коэффициентом отражения $\Gamma = |\Gamma|e^{j\psi}$. Тогда между нагрузкой и генератором распространяется отражённая волна $a_{\text{отр}} = a\Gamma e^{j(\omega t - k(2z_0 - z))}$. Просуммировав волны, получим суммарную волну, огибающая которой описывает зависимость максимальной амплитуды суммарной волны от координаты z и нормирована на падающую волну. Эта функция имеет вид: $a_{\Omega}(z) = |1 + |\Gamma|e^{j(\psi + 2k(z - z_0))}|$. При этом коэффициент отражения имеет вид: $\Gamma(z) = a_{\text{отр}}/a_{\text{пад}} = |\Gamma|e^{j(\psi + 2k(z - z_0))}$. Простой заменой $z = z' + z_0$, можно переместить начало координат в плоскость нагрузки. Если нагрузка является короткой, то $\psi = \pi$, $\Gamma(0) = -1$, и описание стоячей волны принимает наиболее простой вид:

$$a_{\Omega}(z') = |1 - e^{j2kz'}| = \sqrt{2(1 - \cos(2kz'))} \quad (2.22)$$

В соответствии с приведённым выражением минимум стоячей волны совпадает с расположением заглушки, а положение следующего минимума находится на расстоянии от заглушки $|z'| = l = \lambda_{\text{в}}/2$ в сторону генератора.

Измеряя амплитуду стоячей волны от координаты z путём перемещения зонда измерительной линии, можно сопоставить теоретическую зависимость с экспериментальной кривой. Расчётная кривая, построенная в соответствии с уравнением (2.22), и соответствующие экспериментальные данные приведены ниже. Тем самым расчётным и экспериментальным путём была изучена структура электрической компоненты электромагнитного поля моды H_{10} в центре волновода.

3. Экспериментальные данные

3.1 Экспериментальная установка

Установка содержит анализатор цепей Agilent N5239A (рис 3.3),



Рисунок 3.1 Электрический диполь



Рисунок 3.2 Магнитный диполь

измерительную линию P1-7, электрические и магнитные диполи. На измерительной линии установлен передвижной электрический зонд (рис. 3.5) функциональная часть которого – электрический диполь изображён на рисунке 3.1. Принципиальная схема установки приведена на рисунке 3.3. Основным отличием (от измерительной линии P1-7 [1, с. 107]) является то, что вместо СВЧ-диодов для выпрямления сигнала используется простой проводник, так как Agilent N5239A предназначен для анализа СВЧ-сигналов. Как видно из рисунка 3.5 на измерительную линию установлена измерительная линейка, позволяющая

определить положение зонда. Расстояние от нулевой метки до заглушки было измерено и составляет $30 \pm 0,1$ см.

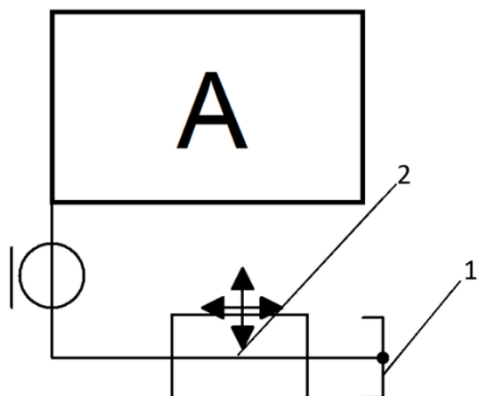


Рисунок 3.3 Принципиальная схема установки А – Agilent N5239A, 1 – заглушка, 2 – измерительная линия

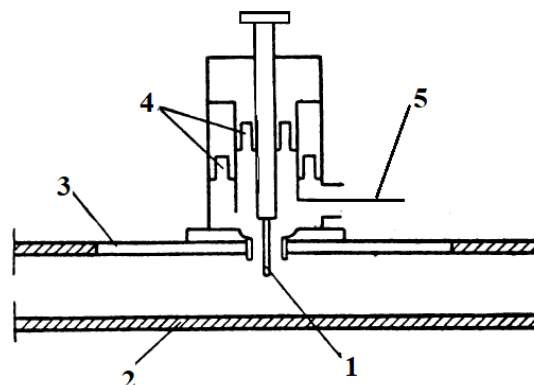
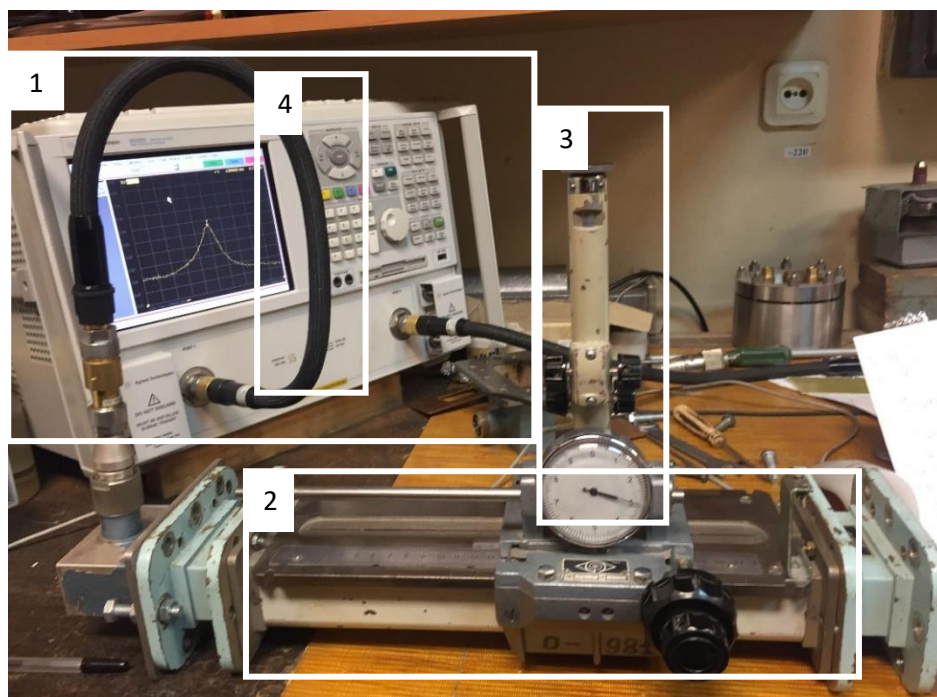


Рисунок 3.4 Измерительная линия P1-7. 1 – зонд, 2 – волновод, 3 – щель для перемещения зонда, 4 – плунжеры для настройки индикаторной головки, 5 – элемент вывода сигнала с датчика



3.5 Измерительный стенд. 1 – анализатор цепей Agilent, 2 – измерительная линия, 3 – зонд измерительной линии, 4 – коаксиальный СВЧ-кабель для ввода сигнала

3.2 Результаты измерений электрической компоненты

Как отмечалось выше, скорость фазовая скорость волны в волноводе превосходит скорость света, поэтому измерения $E_y(z)$ проводились в режиме стоячей волны. В этом режиме падающая волна и отражённая интерферируют и образуют стоячую волну. Таким образом, используя в качестве нагрузки

волновода коротко замыкающую заглушку, была снята зависимость суммарной амплитуды поля от координаты z . Измерения проводились при частоте 2.85 ГГц. Полученные данные приведены на рисунке 3.6. Экстраполяция экспериментальных значений $U_y(z)$ совпадает с (2.22) (с точностью до амплитудного множителя) и имеет вид:

$$U_y(z) = 0.00685\sqrt{2(1 - \cos(2k(z - 30)))}. \quad (3.1)$$

Где $k = 2\pi/\lambda_B$, а $\lambda_B = 15.4$ см. По формуле (2.16) можно вычислить теоретическую длину волны в волновомде, которая также получилась равной 15.4 см. В соответствии с формулой (3.1) положение минимума стоячей волны должен находиться в точке $z = 30$ см. Как было показано выше, геометрическое

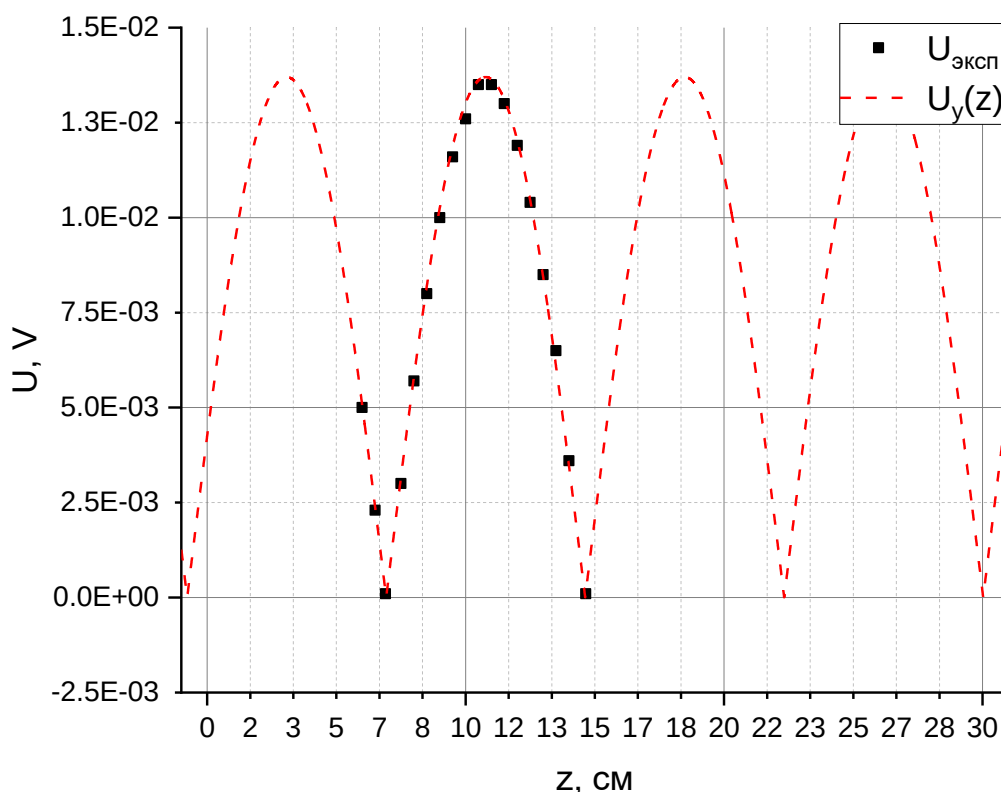


Рисунок 3.6 Зависимость напряжения от координаты z . Штрихованной линией показана экстраполяция экспериментальных значений.

положение заглушки, в соответствии с установленной на измерительной линии измерительной линейки, находится также в точке 30 см. Расположить зонд в координате $z = 30$ см невозможно из-за технических ограничений измерительной линии, но как видно из рисунка 3.6 в этой точке амплитуда

стоячей волны равна нулю, что следует из уравнений Максвелла и отмечалось выше.

3.3 Результаты измерений магнитной компоненты

Как видно из рисунка 2.2 магнитная компонента электромагнитного поля лежит в плоскости широкой стенки волновода. Направление магнитного поля измерялось с помощью магнитного зонда, представляющего из себя замкнутую петлю на конце коаксиальной линии. С этой целью петля помещалась через отверстия в полость волновода и ориентировалась определённым образом. Эти эксперименты также были выполнены. Измерялась зависимость сигнала с зонда от угла его поворота относительно теоретического положения плоскости петли магнитного поля. Измеренная зависимость приведена в таблице 1. Как видно из данной таблицы, при совпадении плоскости измерительной петли и плоскости магнитного поля уровень сигнала близок к нулю. Если угол между петлей и плоскостью был равен 90 градусов, то амплитуда сигнала максимальна. Это говорит о том, что магнитное поле в волноводе поляризовано, и петля магнитного поля лежит в плоскости, как показано на рисунке 2.2 и соответствует уравнениям Максвелла.

φ, градусы	0°	~45°	~90°
U, мВ	2	22	30

Таблица 1. Угол φ отсчитывается от горизонтальной плоскости.

Из уравнений (2.21) можно сделать вывод, что максимумы магнитной и электрической компонент смещены относительно друг от друга на расстояние $\lambda_v/4$. Для подтверждения этого факта в центре заглушки (так как в центре $H_z=0$ рис. 2.3) было просверлено отверстие для ввода магнитного датчика. Погружая датчик, сориентированный под углом 90° к горизонту, в волновод, была получена следующая зависимость величины сигнала от глубины погружения. Измерения проводились при частоте 3.16 ГГц. Результаты измерений приведены на рисунке

3.7. Ноль отсчитывался от проделанного в заглушке отверстия. Зависимость амплитуды магнитной компоненты имеет вид:

$$U(z) = A \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_B} z\right) \quad (3.1).$$

По формуле (2.16) можно вычислить λ_B , таким образом $\lambda_B/4 = 36,5$ мм. Константа A вычислена с учётом максимального значения экспериментальных значений. Данная картина экспериментальных точек объясняется из следующих

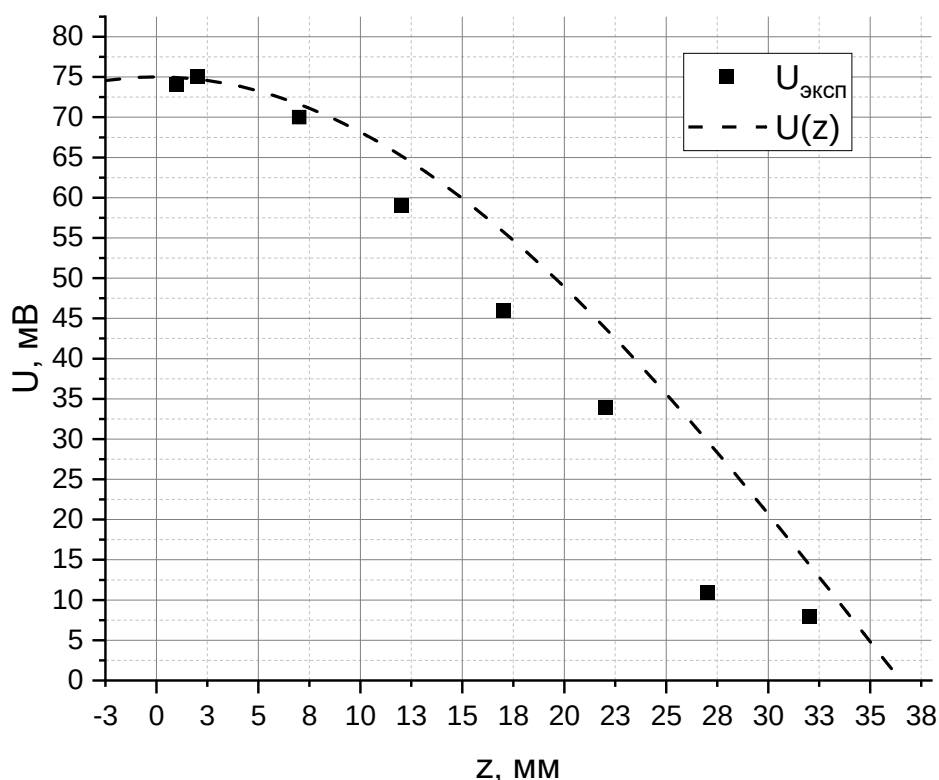


Рисунок 3.7

соображений. Во-первых, размеры петли в магнитном датчике конечны и составляют порядка 4 мм, что составляет около 10% от $\lambda_B/4$, во-вторых, функция $\cos(x)$ мало зависит от значения аргумента при малых x . Таким образом, чем глубже датчик погружается в волновод, тем больше становится разница между потоком магнитного поля через его части, что и можно увидеть на рисунке 3.7 – с увеличением координаты z разница между экспериментальными и теоретическим значения увеличивается.

4. Обработка результатов и выводы

В работе была изучена структура ЭМ-волны моды H_{10} в волноводе прямоугольного сечения. Структура полей внутри волновода описывается уравнениями Максвелла и граничными условиями, которые накладываются материальной и геометрической структурой волновода. В соответствии с уравнениями (2.21) данная мода имеет в бегущем режиме поперечную компоненту $E_y(x)$, и $H_x(x)$, а также продольную компоненту $H_z(x)$. В режиме стоячих волн зависимость поперечной компоненты электрического поля $E_y(z)$ имеет вид (2.22), а поперечная компонента магнитного поля – (3.1). Измерения проводились в режиме стоячей волны с помощью передвижного зонда измерительной линии и магнитного датчика, вводимого в отверстие в заглушке. Зависимость поперечной компоненты электрического поля $E_y(z)$ хорошо описывается соотношением (2.22), что видно из рисунка 3.6. Из этого рисунка также видно, что в соответствии с экстраполяцией картины стоячей волны минимум стоячей волны приходится на плоскость закоротки. Таким образом расчётным и экспериментальным путём показано, что в плоскости заглушки электрические поля падающей и отражённой волн вычитаются и дают нулевое значение.

Также путём поворота магнитного датчика было установлено, что магнитная компонента поля в волноводе поляризована в плоскости широкой стенки волновода. Кроме того, путём изменения положения магнитного датчика в волноводе было выяснено, что максимумы магнитной и электрической компонент смещены относительно друг друга на расстояние $\lambda_v/4$, что также согласуется с теорией. В целом, приведенные расчёты и выполненные эксперименты позволили выяснить структуру электрической и магнитной компоненты ЭМ-поля в волноводе. Тем самым было получено ещё одно экспериментальное подтверждение уравнений Максвелла.

При изучении магнитной компоненты поля было выяснено, что из-за конечных размеров петли магнитного диполя возникает расхождение экспериментальных данных с теоретическими. Следовательно, для получения

более точных измерений характерный продольный размер петли следует существенно уменьшить, и этот размер должен быть много меньше $\lambda_v/4$.

5. Список литературы

1. Справочник по радиоизмерительным приборам. Часть 5 (дополнительная). Авторы: К.Д. Осипов, В.В. Пасынков. Под редакцией Г.А. Ремеза. (Москва: Издательство «Советское радио», 1964, 398 с.)
2. Техника и приборы СВЧ. Том 1. Техника сверхвысоких частот. Автор: Игорь Всеволодович Лебедев. Под редакцией Николая Дмитриевича Девяткова. Издание 2-е, переработанное и дополненное. (Москва: Издательство «Высшая школа», 1970, 440 с.)
3. Современная теория волноводов, пер. с англ., Авторы: Левин Л. Под ред. В. И. Вольмана. (Москва: Издательство: «Радио и связь», 1981. - 312 с., ил.)
4. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот. Под ред. Сушкевича. Том 1, (Москва: Издательство: «Советское радио», 1965, 784 с.)