



И.П. Соловьянова, Ю.Е. Мительман

РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ И НА ЕСТЕСТВЕННЫХ ТРАССАХ

Электронное текстовое издание

Учебно-методическое пособие для студентов всех форм обучения направлений подготовки 11.03.01 – Радиотехника, 11.03.02 – Инфокоммуникационные технологии и системы связи, специальности 11.05.01 – Радиоэлектронные системы и комплексы

Подготовлено кафедрой радиоэлектроники и телекоммуникаций

Представлены краткие теоретические сведения, расчетные и экспериментальные задания для измерения параметров электромагнитных волн в прямоугольном, круглом и коаксиальном волноводах и микрополосковой линии передачи. По каждому разделу сформулированы требования к выполнению расчетных и экспериментальных заданий, а также контрольные вопросы для самостоятельной подготовки

**Екатеринбург
2021**

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1. Исследование основной волны H_{10} в прямоугольном волноводе	5
1.1. Теоретическая часть	5
1.2. Описание лабораторной установки.....	15
1.3. Домашнее задание.....	18
1.4. Лабораторное задание	19
1.5. Содержание отчета	20
1.6. Вопросы для самопроверки	21
2. Волны H_{11} и E_{01} в круглом волноводе	23
2.1. Теоретическая часть	23
2.2. Описание лабораторной установки.....	29
2.3. Домашнее задание.....	32
2.4. Лабораторное задание	33
2.5. Содержание отчета	35
2.6. Вопросы для самопроверки	35
3. Исследование и преобразование поляризаций электромагнитных волн	37
3.1. Теоретическая часть	37
3.2. Описание лабораторной установки.....	44
3.3. Домашнее задание.....	46
3.4. Лабораторное задание	47
3.5. Содержание отчета	48
3.6. Вопросы для самопроверки	49
4. Эффект Фарадея в круглом волноводе с ферритовым стержнем.....	51
4.1. Теоретическая часть	51
4.2. Описание лабораторной установки.....	60
4.3. Домашнее задание.....	63
4.4. Лабораторное задание	64
4.5. Содержание отчета	65
4.6. Вопросы для самопроверки	66

5. Расчет характеристик и параметров линий с волнами типа Т и квази Т	67
5.1. Домашнее задание.....	67
5.2. Исследование микрополосковой линии	70
5.3. Исследование коаксиальной линии передачи.....	73
5.4. Содержание отчета	76
Библиографический список.....	77
Приложение 1	78
Приложение 2	81

ВВЕДЕНИЕ

Методики измерений, представленные в данном издании, предназначены для формирования у студентов навыков обращения с аппаратным обеспечением инженерной деятельности (лабораторными установками) и работы с современными программными пакетами расчета электродинамических характеристик линий передачи и естественных трасс.

Первый раздел направлен на получение студентами навыков расчета характеристик собственных волн прямоугольных волноводов и измерения параметров основной волны.

Второй раздел направлен на получение студентами навыков расчета и измерения характеристик основной волны и первой высшей волны круглого волновода.

Третий раздел предназначен для исследования явления поляризации электромагнитных волн с использованием поляризатора на квадратном волноводе. В этой лабораторной работе также используются рупорные антенны и свободное пространство для передачи электромагнитной энергии.

Четвертый раздел знакомит студентов с проявлением эффекта Фарадея в волноводной технике, а также дает базовые представления о явлении невзаимности намагниченного феррита.

Пятый раздел демонстрирует возможности современных программ по численному анализу коаксиальных и микрополосковых линий, а также позволяет студентам освоить расчет параметров их основных волн.

1. ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНОЙ ВОЛНЫ H_{10} В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

1.1. Теоретическая часть

Цель лабораторной работы – исследование основной волны H_{10} в прямоугольном волноводе.

Прямоугольный волновод (рис. 1.1) представляет собой металлическую трубу прямоугольного сечения, полную или заполненную диэлектриком, предназначенную для передачи мощности СВЧ.

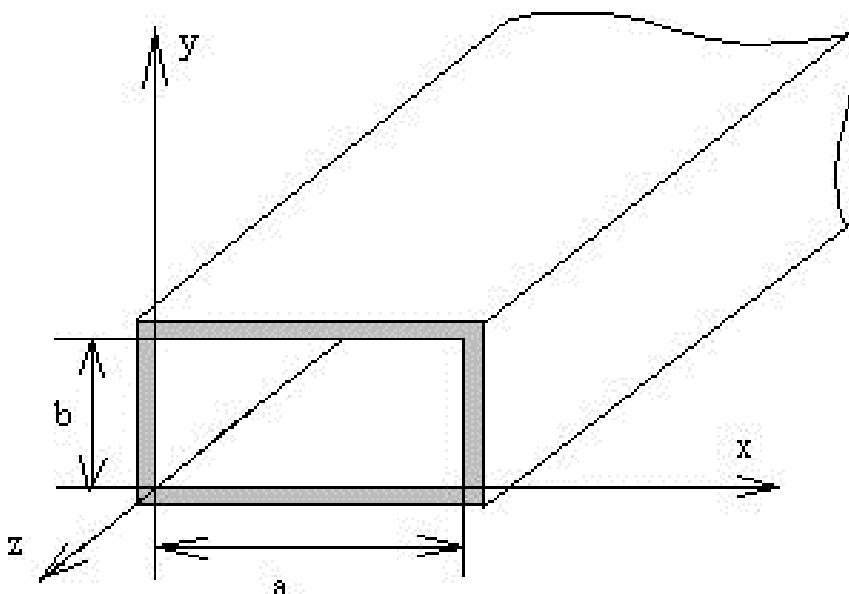


Рис. 1.1. Прямоугольный волновод

В прямоугольном волноводе могут распространяться волны электрических (E_{mn}) и магнитных (H_{mn}) типов. Индексы m и n могут принимать любые значения, кроме $m = 0$, $n = 0$ для обоих типов волн, а также $m = 0$ или $n = 0$ для волн магнитного типа. У волны электрического типа E_{mn} вектор напряженности электрического поля имеет продольную составляющую E_z (совпадающую с направлением распространения) и поперечные составляющие, а вектор напряженности магнитного поля \vec{H} – только поперечные составляющие. У волны типа H_{mn} вектор напряженности магнитного поля \vec{H} имеет продольную и поперечные составляющие, вектор напряженности электрического поля \vec{E} – только поперечные.

Электромагнитная волна типа E_{mn} или H_{mn} распространяется по волноводу, если выполняется условие $f > f_{кр}^{mn}$ для частоты или $\lambda < \lambda_{кр}^{mn}$ для длины волны, где $f = c / \lambda_0$ – рабочая частота, Гц, c – скорость света в вакууме ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с), λ_0 – длина плоской однородной волны в вакууме, м.

Длина волны в неограниченной однородной среде с относительными диэлектрической (ϵ) и магнитной (μ) проницаемостями и рассчитывается по формуле

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (1.1)$$

Критическая частота $f_{кр}^{mn}$ волны типа E_{mn} (H_{mn}) зависит от размеров волновода, типа колебания и материала, заполняющего волновод:

$$f_{кр}^{mn} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \frac{1}{\lambda_{кр}^{mn}}, \quad (1.2)$$

где $\lambda_{кр}^{mn}$ – критическая длина волны типа E_{mn} (H_{mn}), м:

$$\lambda_{кр}^{mn} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}}, \quad (1.3)$$

где a и b – внутренние поперечные размеры волновода (рис. 1.1), м;
 m и n – индексы, определяющие тип распространяющейся волны.

Индексы m и n связаны с функциями распределения амплитуд вдоль поперечных координат x и y . Для периодических функций распределения амплитуд индекс m определяет число полупериодов поля, укладываемых вдоль широкой стенки волновода. Аналогично индекс n определяет число полупериодов поля, укладываемых вдоль узкой стенки волновода.

Волну, обладающую в волноводе заданных размеров a и b наименьшей критической частотой, называют *основной волной*. Все остальные волны называют *волнами высших типов*. Из формулы (1.3) следует, что при $a > b$ основной волной прямоугольного волновода будет волна H_{10} , при $a < b$ – волна H_{01} . Будем

считать, что выполняется условие $a > b$ (рис. 1.1). Рассмотрим основную волну H_{10} , для которой:

$$\lambda_{\text{кр}}^{mn} = 2a, \quad f_{\text{кр}}^{mn} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \frac{1}{2a}. \quad (1.4)$$

При увеличении критической частоты первой волной высшего типа будет волна H_{20} , если выполняется условие $b < a/2$, или волна H_{01} , если $b > a/2$. Диапазон частот, при котором в волноводе может распространяться только основная волна H_{10} , задается неравенством:

$$f_{\text{кр}}^{H_{10}} < f < \begin{cases} f_{\text{кр}}^{H_{20}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \frac{1}{a}, & \text{если } b < a/2 \\ f_{\text{кр}}^{H_{01}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \frac{1}{2b}, & \text{если } a/2 < b < a \end{cases}. \quad (1.5)$$

Этот частотный диапазон будет наибольшим при $b < a/2$, что и выполняется в стандартных прямоугольных волноводах.

Распределение электромагнитного поля в волноводе определяется типом волны и характером нагрузки волновода. Если длина волновода бесконечно велика или он нагружен на идеально поглощающую нагрузку, то по волноводу распространяется только волна, бегущая от источника поля. Непоглощающая (реактивная) нагрузка в виде отрезка волновода, замкнутого на конце, вызывают полное отражение волны, распространяющейся от источника. В результате сложения двух встречных волн – падающей на нагрузку и отраженной от нее – в волноводе устанавливается стоячая волна.

Мгновенные значения составляющих векторов поля бегущей волны H_{10} , распространяющейся в положительном направлении оси z (рис. 1.1), записываются в виде:

$$\begin{aligned}
H_z(x, y, z, t) &= H_{0z} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cos(\omega t - \beta z), \\
H_x(x, y, z, t) &= -H_{0z} \frac{2a}{\lambda_B^{10}} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \sin(\omega t - \beta z), \\
E_y(x, y, z, t) &= H_{0z} Z_H^{10} \frac{2a}{\lambda_B^{10}} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \sin(\omega t - \beta z), \\
H_y &= E_x = E_z = 0,
\end{aligned} \tag{1.6}$$

где H_{0z} – максимальная амплитуда составляющей H_z , зависящая от мощности источника поля, А/м;

β – постоянная распространения (коэффициент фазы) волны в волноводе, рад/м:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_B^{10}}, \tag{1.7}$$

λ_B^{10} – длина волны в волноводе, м:

$$\lambda_B^{10} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}, \tag{1.8}$$

Z_H^{10} – характеристическое сопротивление волновода с волной типа H_{10} , Ом:

$$Z_H^{10} = \frac{377 \sqrt{\mu/\varepsilon}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \tag{1.9}$$

Амплитуды компонентов поля зависят только от поперечной координаты x и неизменны вдоль направления распространения. Фазы составляющих поля изменяются во времени и пространстве по линейному закону $(\omega t - \beta z)$. При этом поперечные составляющие E_y и H_x бегущей волны изменяются синфазно, вследствие чего средняя за период мощность, переносимая волной по волноводу, отлична от нуля.

На рис. 1.2, a показано распределение по модулю амплитуд составляющих векторов поля, нормированных к максимальному значению:

$$\tilde{E}_{my} = \left| \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \right|, \quad \tilde{H}_{mx} = \left| \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \right|, \quad \tilde{H}_{mz} = \left| \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \right|. \tag{1.10}$$

На рис. 1.2, *б* представлены зависимости нормированных мгновенных значений ($t = 0$) составляющих поля бегущей волны (1.6) от координат, в круглых скобках указаны сечения, в которых мгновенные значения имеют максимальные амплитуды.

На рис. 1.2, *в* изображена картина силовых линий векторов поля, построенная по формулам (1.6) также в момент времени $t = 0$.

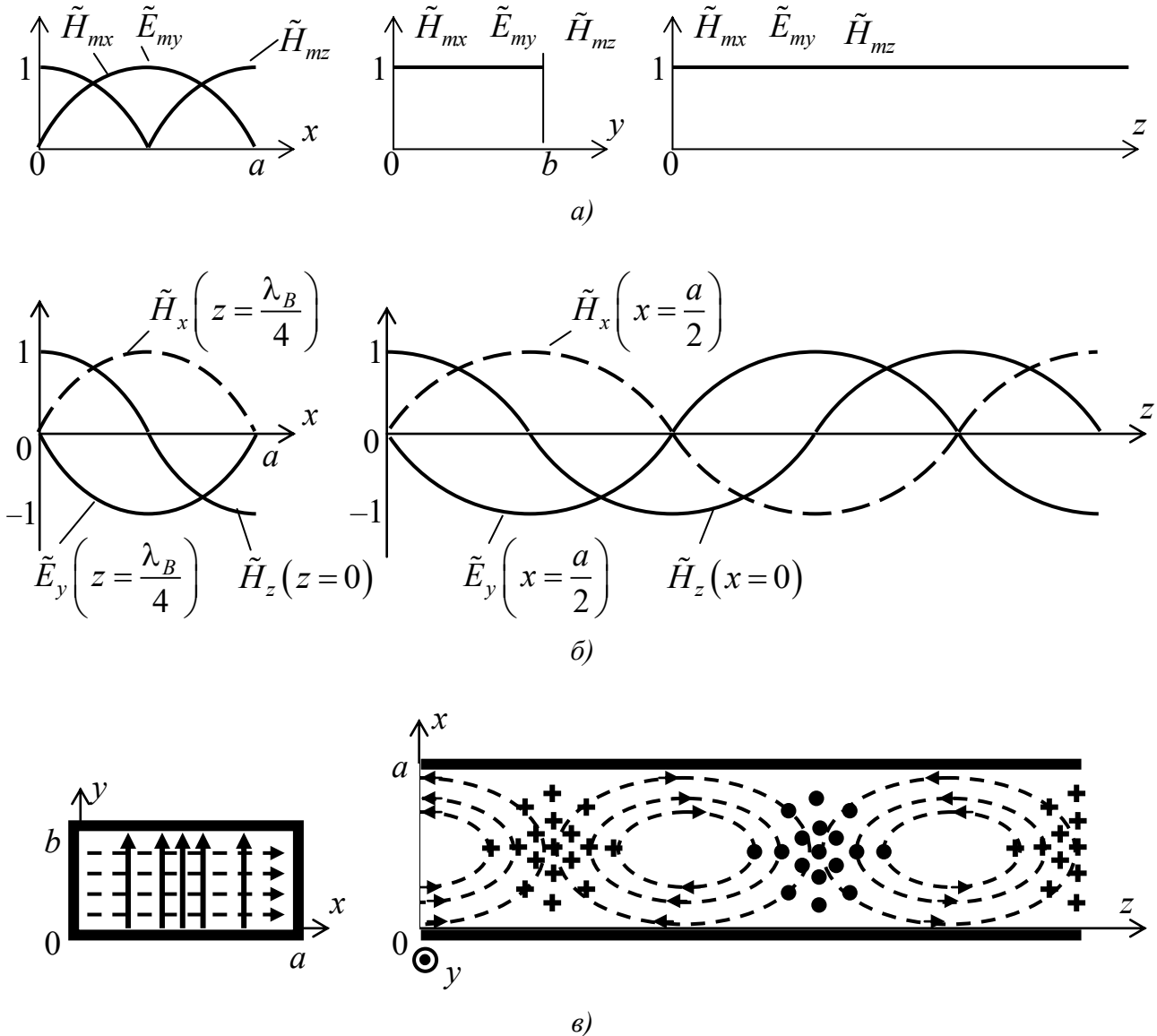


Рис. 1.2. Структура поля бегущей волны H_{10} : *а* – распределение нормированных амплитуд; *б* – распределение мгновенных значений компонентов поля ($t = 0$); *в* – картина силовых линий (вектора \vec{E} – сплошная линия, вектора \vec{H} – пунктирная линия)

Во времени вся картина (рис. 1.2, *в*) перемещается в положительном направлении оси z со скоростью, равной фазовой скорости волны H_{10} в волноводе:

$$V_{\text{фв}}^{10} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \quad (1.11)$$

Картина поля стоячей волны в прямоугольном волноводе отличается от картины поля бегущей волны. Мгновенные значения составляющих векторов поля стоячей волны H_{10} в короткозамкнутом волноводе в соответствии с граничными условиями в точке $z = 0$ (место установки короткозамыкателя) записываются в виде:

$$\begin{aligned} E_y(x, y, z, t) &= 2E_{oy} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \sin(\beta z) \cos(\omega t), \\ H_x(x, y, z, t) &= -2H_{ox} \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \cos(\beta z) \sin(\omega t), \\ H_z(x, y, z, t) &= 2H_{oz} \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \sin(\beta z) \sin(\omega t), \end{aligned} \quad (1.12)$$

где введены следующие обозначения:

$$E_{oy} = H_{oz} \frac{2a}{\lambda_{10}} Z_H^{10}, \quad H_{ox} = H_{oz} \frac{2a}{\lambda_B^{10}}. \quad (1.13)$$

Отсчет координаты z производится от короткозамкнутого конца волновода.

В соответствии с формулами (1.12) амплитуды составляющих поля стоячей волны H_{10} по величине зависят как от поперечной координаты x , так и от продольной координаты z . Существуют значения координаты z , при которых амплитуды составляющих векторов поля равны нулю (узлы) и максимальны (пучности поля). Координаты узлов и пучностей амплитуд определяются из выражений (1.12) по формуле:

$$z = \begin{cases} \frac{n\lambda_B}{2} - \text{узлы } E_{my}, H_{mz} \text{ и пучности } H_{mx} \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \\ \frac{(2n+1)\lambda_B}{4} - \text{узлы } H_{mx} \text{ и пучности } E_{my}, H_{mz} \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \end{cases} \quad (1.14)$$

Фазы составляющих векторов поля не имеют непрерывной зависимости от координаты z , но меняются скачком на π при переходе через узел амплитуды.

Это обусловлено противоположным направлением векторов в соседних полупериодах распределения поля.

Во времени фазы составляющих векторов поля изменяются по закону ωt . Компоненты электрического и магнитного полей сдвинуты по фазе на $\pi/2$ (во времени это соответствует четверти периода колебаний), вследствие чего перенос мощности вдоль волновода в среднем за период отсутствует.

На рис. 1.3, а показано распределение по модулю амплитуд составляющих векторов поля стоячей волны H_{10} , нормированных к максимальному значению:

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{my}(x) = \tilde{H}_{mx}(x) &= \left| \sin\left(\frac{\pi}{a}x\right) \right|, \quad \tilde{H}_{mz}(x) = \left| \cos\left(\frac{\pi}{a}x\right) \right|, \\ \tilde{E}_{my}(z) = \tilde{H}_{mz}(z) &= \left| \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_b}z\right) \right|, \quad \tilde{H}_{mx}(z) = \left| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_b}z\right) \right|, \\ \tilde{E}_{my}(y) = \tilde{H}_{mx}(y) &= \tilde{H}_{mz}(y) = 1.\end{aligned}\tag{1.15}$$

На рис. 1.3, б представлены зависимости мгновенных значений составляющих поля стоячей волны (выражения (1.12)) в момент времени, в который все составляющие векторов отличны от нуля.

На рис. 1.3, в приведена картина силовых линий векторов поля, построенная в соответствии с соотношениями (1.12) для того же момента времени. Картина поля на рис. 1.3, в в поперечном сечении совпадает с картиной поля на рис. 1.2, в для бегущей волны. В продольном сечении максимумы поперечных составляющих электрического и магнитного полей сдвинуты на $\lambda_b/4$ вдоль продольной координаты.

Следует помнить, что для стоячей волны, в отличие от бегущей, существуют моменты времени, когда либо электрическое, либо магнитное поле в волноводе отсутствует. Энергия полностью переходит в энергию электрического поля или в энергию магнитного поля. Короткозамыкатель установлен в сечении $z = 0$.

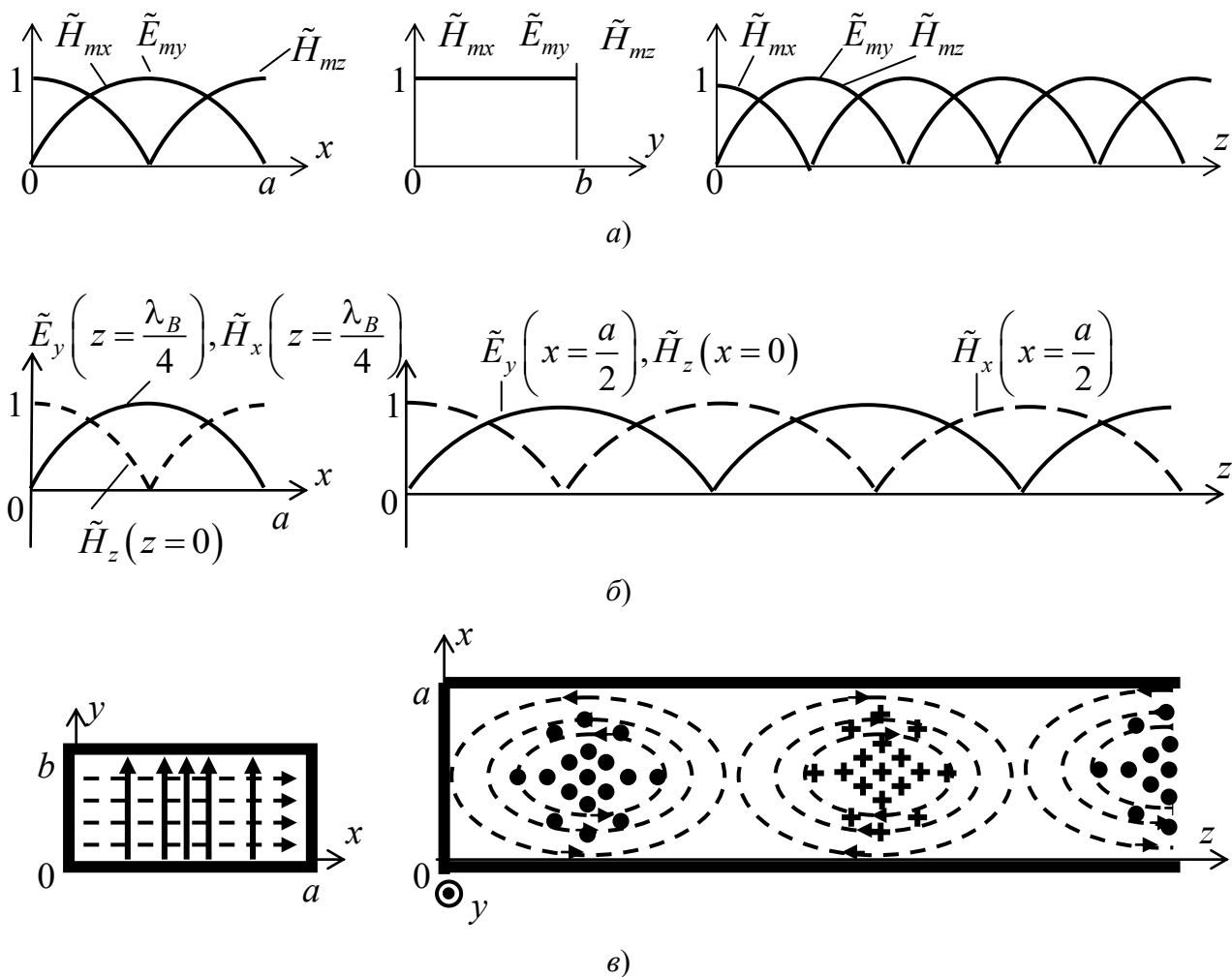


Рис. 1.3. Структура поля стоячей волны H_{10} : a – распределение нормированных амплитуд; b – распределение мгновенных значений векторов поля; c – картина силовых линий (вектора \vec{E} – сплошная линия, вектора \vec{H} – пунктирная линия)

Наличие поля в волноводе сопровождается протеканием на его внутренних стенках переменных электрических токов, поверхностная плотность распределения которых определяется по формуле

$$\vec{j}_s = [\vec{n}, \vec{H}_\tau], \quad (1.16)$$

где \vec{j}_s – вектор поверхностной плотности тока проводимости, А/м;

\vec{H}_τ – вектор тангенциальной составляющей магнитного поля у стенки волновода, А/м;

\vec{n} – нормаль к стенке, направленная в волновод.

Формулу (1.16) применяют для определения распределения токов как на идеально проводящих стенках волновода, так и на стенках реальных волноводов. Эта формула совместно с выражениями (1.6) и (1.12) позволяет определить

распределение токов на внутренних поверхностях стенок волновода для бегущей и стоячей волн H_{10} . На рис. 1.4 показана картина силовых линий вектора \vec{j}_s на стенках короткозамкнутого волновода, работающего на волне H_{10} . Линии поверхностного тока проводимости на стенках замыкаются линиями тока смещения, совпадающими по направлению с линиями вектора \vec{E} во внутреннем пространстве волновода.

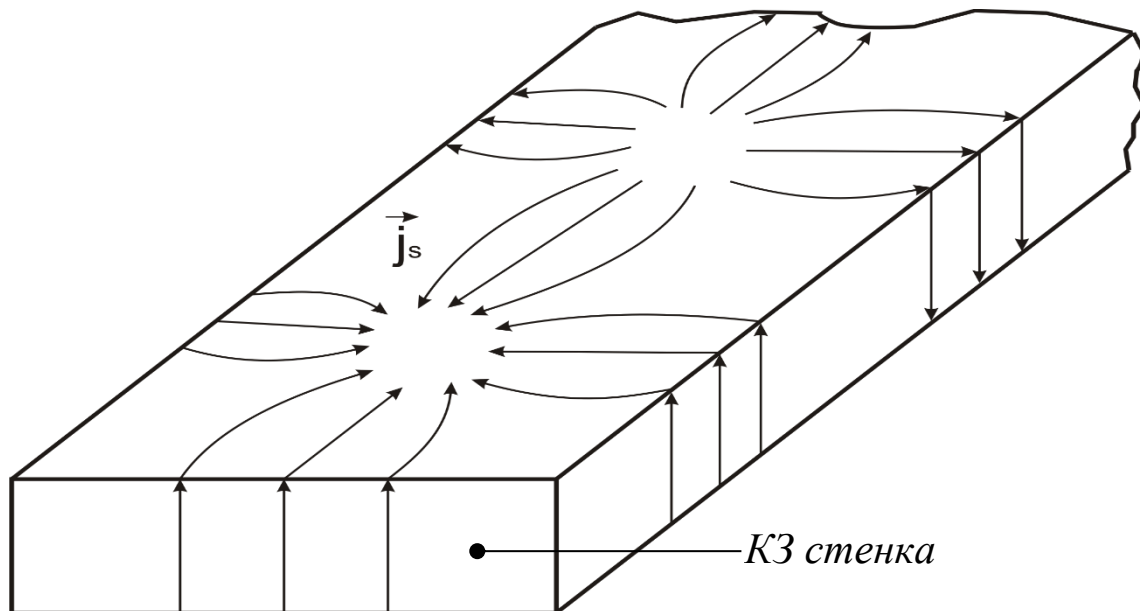


Рис. 1.4. Распределение токов на стенках короткозамкнутого волновода

В стенках волновода могут быть прорезаны щели различных ориентаций и положений. Щели, которые пересекаются линиями поверхностного тока, излучают электромагнитное поле и могут быть использованы для создания щелевых волноводных антенн. Неизлучающие щели располагаются вдоль линий поверхностного тока и используются для экспериментального исследования поля в волноводе. На рис. 1.5 показаны некоторые излучающие и неизлучающие щели в короткозамкнутом волноводе, работающем на волне H_{10} .

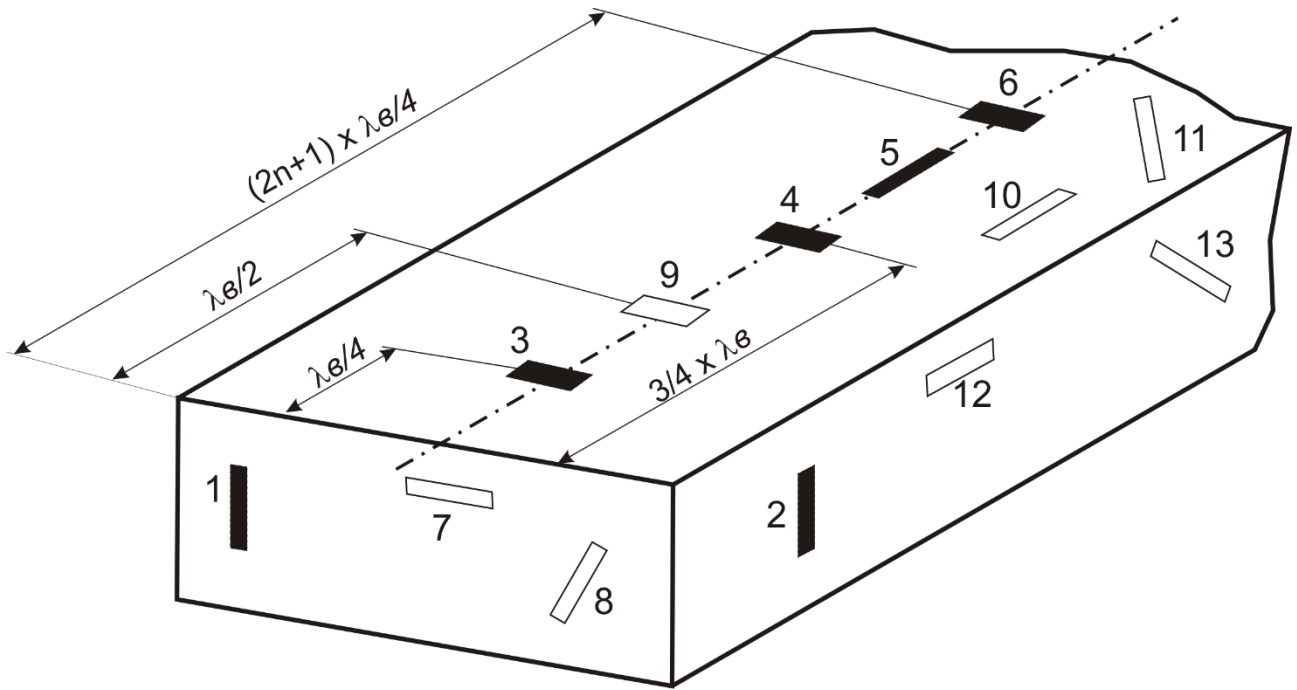


Рис. 1.5. Неизлучающие (1–6) и излучающие (7–13) щели

В реальном волноводе электромагнитная волна испытывает затухание, расходуя энергию на нагрев стенок и диэлектрика, заполняющего волновод. Средняя за период мощность, переносимая бегущей волной вдоль волновода с потерями, изменяется по закону:

$$P(z) = P_0 e^{-2\alpha z}, \quad (1.17)$$

где P_0 – средняя мощность при $z = 0$, Вт;

α – коэффициент затухания волны, Нп/м.

При малых потерях (доли процента на метр) коэффициенты затухания в металлических стенках и в заполняющем диэлектрике можно считать независимыми

$$\alpha = \alpha_{\text{мет}} + \alpha_{\text{диэл}}, \quad (1.18)$$

где $\alpha_{\text{мет}}$ и $\alpha_{\text{диэл}}$ – коэффициенты затухания, обусловленного потерями в металлических стенках и диэлектрике соответственно, Нп/м.

Для волны H_{10} в прямоугольном волноводе данные коэффициенты в неперах на метр (Нп/м), вычисляются по формулам:

$$\alpha_{\text{мет}} = \frac{1}{b} \sqrt{\frac{\pi \sqrt{\varepsilon}}{377 \lambda_0 \sigma}} \frac{1 + \frac{2b}{a} \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}}, \quad (1.19)$$

$$\alpha_{\text{диэл}} = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\text{tg} \delta}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a} \right)^2}}, \quad (1.20)$$

где σ – удельная проводимость металла стенок, См/м;

$\text{tg} \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь.

Коэффициент затухания α можно также определить через потери мощности по прохождению волной расстояния Δz в неперах на метр (Нп/м) по формуле

$$\alpha = \frac{1}{\Delta z} \ln \frac{P(z)}{P(z + \Delta z)}, \quad (1.21)$$

и в децибелах на метр (дБ/м) по формуле

$$\alpha = 10 \frac{1}{\Delta z} \lg \frac{P(z)}{P(z + \Delta z)}. \quad (1.22)$$

При этом перевод величин осуществляется по формуле

$$\alpha \left[\frac{\text{дБ}}{\text{м}} \right] = 8,686 \cdot \alpha \left[\frac{\text{Нп}}{\text{м}} \right]. \quad (1.23)$$

1.2. Описание лабораторной установки

На рис. 1.6 показан стенд с СВЧ-генератором, измерительным усилителем и установкой с секцией прямоугольного волновода для исследования распределения электромагнитного поля в полном прямоугольном волноводе. Описание генератора и измерительного усилителя приведено в Приложении 2.

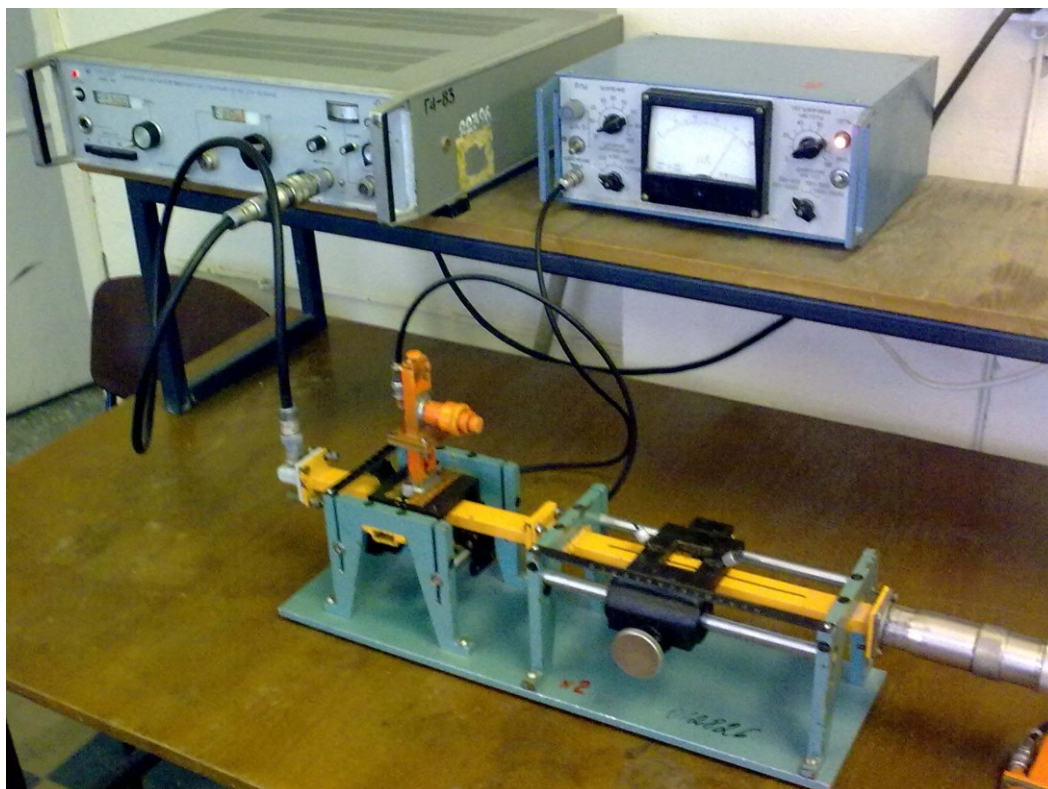


Рис. 1.6. Лабораторный стенд для исследования поля в прямоугольном волноводе

На рис. 1.7 показана установка для снятия функций распределения поля стоячей волны H_{10} в стандартном волноводе прямоугольного сечения 23×10 мм. Установка состоит из волноводной секции 1 с поперечной щелью 2 и волноводной секции 3 с продольной щелью 4. Волноводная линия закорочена на конце подвижным металлическим поршнем 5. В щели можно вводить датчик напряженности электрического поля (штырь) или датчик магнитного поля (петлю). Через продольную щель 4 в волновод 3 на рис. 1.6 введена петля 9, переходящая в петлю 7 в отрезке волновода 8. Отрезки волноводов 8 соединены с детекторными головками 10, содержащими кристаллические СВЧ-диоды 11. Узлы со штырем 6 и петлей 9 могут перемещаться вдоль щелей 2 и 4 с помощью специальных кареток, на рис. 1.6 не показанных. Каретки снабжены отсчетными устройствами для измерения величины перемещения. Узел со штырем 6 имеет маркировку «Е», узел с петлей 9 – маркировку «Н». Узлы «Е» и «Н» можно менять местами. Будьте особенно внимательны и аккуратны при установке измерительных штыря и петли в щели волновода!

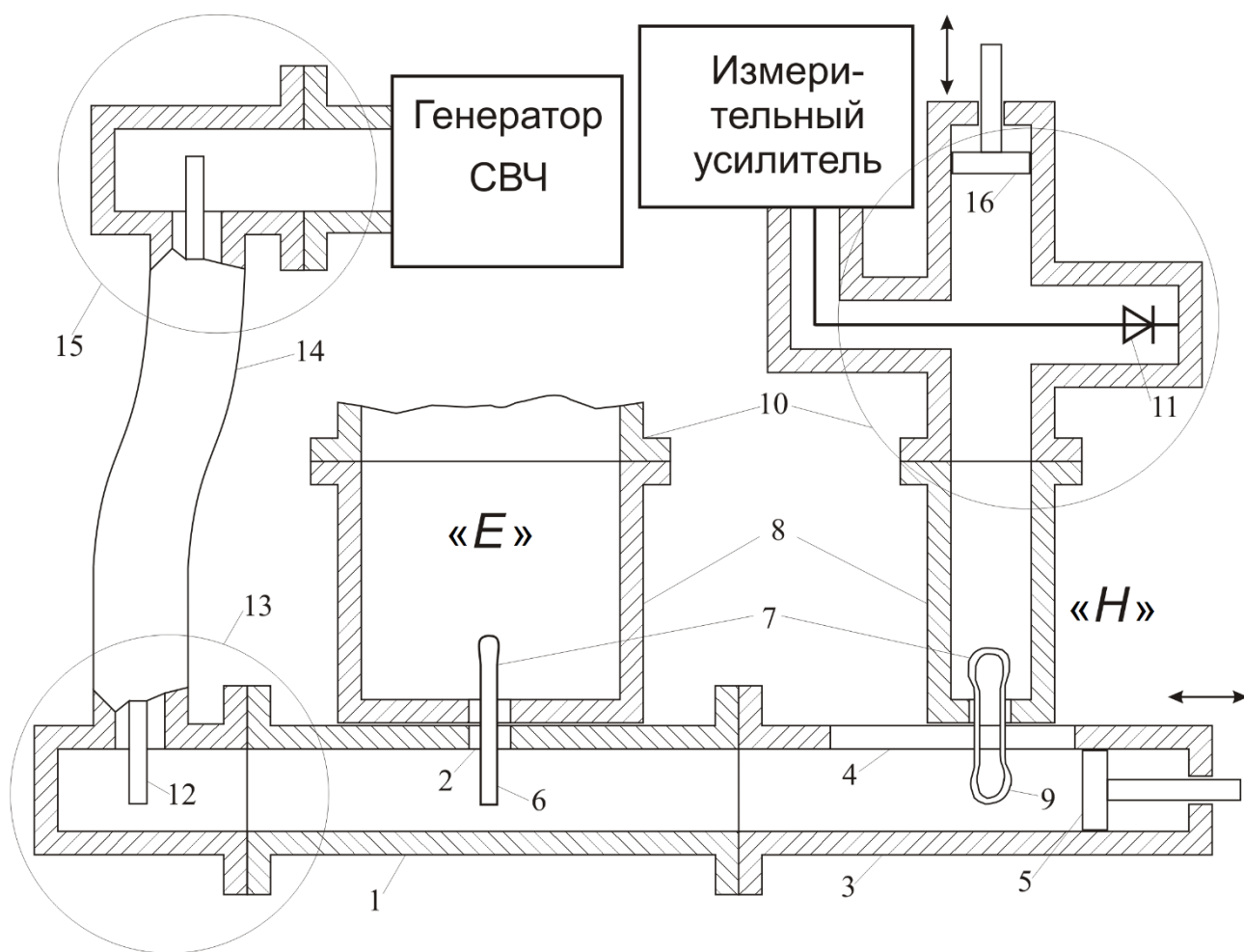


Рис. 1.7. Схема лабораторной установки для исследования структуры поля

Возбуждение волны H_{10} в данной установке производится с помощью штыря 12, входящего в согласованный коаксиально-волноводный переход (КВП) 13. Энергия к КВП 13 подводится через коаксиальный кабель 14 и КВП 15 от СВЧ-генератора. В работе используются СВЧ-сигналы, модулированные по амплитуде низкочастотным колебанием с частотой 1 кГц.

При перемещении узла «E» со штырем 6 на нем наводится ЭДС, пропорциональная напряженности электрического поля в месте нахождения штыря. При перемещении узла «H» с петлей 9 в ней наводится ток, пропорциональный составляющей вектора напряженности магнитного поля, перпендикулярной плоскости петли.

С помощью петли 7, плоскость которой параллельна узкой стенке отрезка волновода 8, в этом волноводе возбуждается волна H_{10} , наводящая высокочастотное напряжение на диоде 11 детекторной головки 10. Выделяемая детектором

низкочастотная огибающая сигнала поступает на измерительный усилитель. Учтите, что показание прибора усилителя будет пропорционально квадрату амплитуды напряженности измеряемой составляющей поля, что обусловлено квадратичностью характеристики детектирования при слабых сигналах. Настройка детекторной головки на максимальный сигнал на заданной частоте осуществляется плунжером 16.

1.3. Домашнее задание

1. Определить диапазон частот, при котором в волноводе с прямоугольным поперечным сечением 23×10 мм может существовать только волна H_{10} :

а) для полого волновода;

б) для волновода с диэлектриком согласно варианту в табл. 1.1.

2. Рассчитать длину волны λ_B^{10} в волноводе прямоугольного сечения 23×10 мм с воздушным заполнением, если генератор работает на частоте f (табл. 1.1).

3. Нарисовать картину поля стоячей волны H_{10} на длине не менее λ_B^{10} . Здесь же показать все возможные неизлучающие щели на широкой стенке волновода.

4. Построить зависимости нормированных амплитуд \tilde{E}_{my} , \tilde{H}_{mx} , \tilde{H}_{mz} стоячей волны H_{10} от координат.

5. Рассчитать коэффициент затухания α , дБ/м, бегущей волны H_{10} . Материал стенок и заполнения, а также рабочую частоту f взять из табл. 1.1. Параметры материала стенок и диэлектрика приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.1

Варианты заданий

Номер бригады	Частота f , ГГц	Материал стенок	Диэлектрик
1	8,9	латунь	полиэтилен
2	9,0	медь	плавленый кварц
3	9,1	алюминий	ФЛАН-7
4	9,2	серебро	фторопласт
5	9,3	палладий	ФЛАН-3,8
6	9,4	золото	полистирол

Параметры используемых материалов

Материал	σ , См/м	ϵ	$\text{tg}\delta$	μ
медь	$5,7 \cdot 10^7$	1	—	1
серебро	$6,10 \cdot 10^7$	1	—	1
латунь	$1,40 \cdot 10^7$	1	—	1
алюминий	$5,1 \cdot 10^7$	1	—	1
палладий	$9,3 \cdot 10^6$	1	—	1
золото	$4,0 \cdot 10^7$	1	—	1
фторопласт	—	2,08	$2,5 \cdot 10^{-4}$	1
плавленый кварц	—	3,80	$3,0 \cdot 10^{-5}$	1
полиэтилен	—	2,25	$2,0 \cdot 10^{-4}$	1
ФЛАН 7	—	7,2	$1,5 \cdot 10^{-3}$	1
ФЛАН-3,8	—	3,8	$1,2 \cdot 10^{-3}$	1
полистирол	—	2,56	$4 \cdot 10^{-4}$	1

1.4. Лабораторное задание

В лаборатории выполняется экспериментально тот же вариант, который рассчитывался в домашнем задании.

1. Включить генератор СВЧ и измерительный усилитель. Установить на генераторе частоту согласно табл. 1.1.

2. Установить нуль шкалы на измерительном усилителе с помощью тумблера и ручки установки нуля. При измерениях максимальные показания стрелочного индикатора должны составлять 80–90 % от шкалы усилителя при положении делителя входного напряжения « $\times 1$ ». Если показания выходят за пределы шкалы, необходимо уменьшить уровень сигнала с помощью ручки регулировки уровня выходного напряжения генератора.

3. Для измерения распределения амплитуд компонентов поля волны H_{10} используется установка, схема которой изображена на рис. 1.7. Аккуратно установить в середину поперечной щели штырь узла « E » и подключить детекторную секцию к измерительному усилителю. Сделать поперечную щель 2 неизлучающей, передвигая поршень 5 до получения максимума выходного сигнала. Поперечная щель не излучает, если она находится по координате z в узле амплитуды

составляющей H_x , совпадающем с пучностью амплитуды составляющей E_y (рис. 1.3, а).

4. Перемещая узел «E» вдоль поперечной щели с шагом 1–2 мм, снять зависимость $|E_{my}^2(x)|$. Качественно построить картину распределения поля.

5. Установить на поперечную щель узел «H» с петлей и перемещать его в поперечной щели до максимума сигнала (амплитуда H_z составляющей максимальна у боковой стенки). Снять зависимость $|H_{mz}^2(x)|$. Качественно построить снятую зависимость.

6. Установить в продольную щель штырь узла «E». Перемещая узел «E» вдоль волновода, записать координаты z_1, z_2, z_3 трех соседних узлов амплитуды E_y -составляющей поля и определить длину волны в волноводе $\lambda_g = 2(z_2 - z_1) = 2(z_3 - z_2) = (z_3 - z_1)$. Сравнить экспериментальное значение λ_g с расчетным значением на рабочей частоте. Перемещая узел «E» вдоль волновода с шагом 2–3 мм на расстоянии от z_3 до z_1 , снять зависимость $|E_{my}^2(z)|$. Качественно построить полученную зависимость.

7. Аккуратно установить в продольную щель петлю узла «H». Снять зависимость $|H_{mx}^2(z)|$ на том же интервале координаты z , что и в пункте 6, и построить ее качественно. Проверить, соответствует ли расстояние между узлами графиков $|H_{mx}^2(z)|$ и $|E_{my}^2(z)|$ четверти длины волны в волноводе.

1.5. Содержание отчета

Отчет должен содержать следующие элементы:

1. Цель работы.
2. Расчеты и рисунки, выполненные при домашней подготовке, с формулировкой пунктов домашнего задания.
3. Структурную схему лабораторной установки согласно Приложению 1.
4. Экспериментальные результаты в виде таблиц с формулировкой пунктов лабораторного задания. В таблицах должны быть приведены координаты x и z в миллиметрах, измеренные значения амплитуд в единицах шкалы усилителя,

нормированные значения амплитуд напряженности электрического $\tilde{E}_m = \sqrt{E_m^2 / E_{m\max}^2}$ и магнитного $\tilde{H}_m = \sqrt{H_m^2 / H_{m\max}^2}$ полей.

5. Графики нормированных амплитуд напряженностей поля \tilde{E}_m, \tilde{H}_m . Отметить на графиках величину λ_v .

6. Выводы, содержащие сравнение расчета и эксперимента с необходимыми пояснениями.

1.6. Вопросы для самопроверки

1. Почему в прямоугольных волноводах наибольшее применение находит волна H_{10} ?

2. Для чего в стандартных волноводах высота b берется немного меньше половины ширины a ?

3. Почему размеры стандартных волноводов не делают кратными, например, $a = 2b$?

4. В чем отличие структуры поля волны H_{10} в режимах бегущей и стоячей волны?

5. Нарисуйте картину поля стоячей волны H_{10} в прямоугольном волноводе.

6. Как изменяется критическая частота при заполнении волновода диэлектриком?

7. Нарисуйте неизлучающие щели в прямоугольном волноводе с бегущей волной H_{10} .

8. Нарисуйте излучающие щели в прямоугольном волноводе со стоячей волной H_{10} .

9. Как в лабораторной работе поперечную щель в широкой стенке короткозамкнутого волновода сделать неизлучающей?

10. Зависит ли величина затухания в стенках волновода от заполнения его диэлектриком?

11. Как возбудить волну H_{10} в прямоугольном волноводе с помощью петли?

12. Для чего в лабораторной работе применяются модулированные колебания?

13. Каков порядок выполнения работы?

2. ВОЛНЫ H_{11} И E_{01} В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

2.1. Теоретическая часть

Цель лабораторной работы – изучение волн H_{11} и E_{01} в круглом волноводе. Экспериментальное измерение длин волн и распределения амплитуд электрического и магнитного полей волн H_{11} и E_{01} в поперечном и продольном сечениях волновода.

Круглый волновод изображен на рис. 2.1. Электромагнитная волна типа H_{mn} или E_{mn} распространяется в круглом волноводе, если выполняется условие

$$\lambda < \lambda_{\text{кр}}^{mn}, \quad (2.1)$$

где λ – длина плоской однородной волны в неограниченном пространстве, заполненном тем же диэлектриком, что и волновод, м, $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon\mu}$;

ϵ и μ – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика соответственно;

λ_0 – длина волны в вакууме, м, $\lambda_0 = c/f$;

c – скорость света в вакууме, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с;

f – частота генератора, Гц;

$\lambda_{\text{кр}}^{mn}$ – критические длины волн H_{mn} и E_{mn} , м.

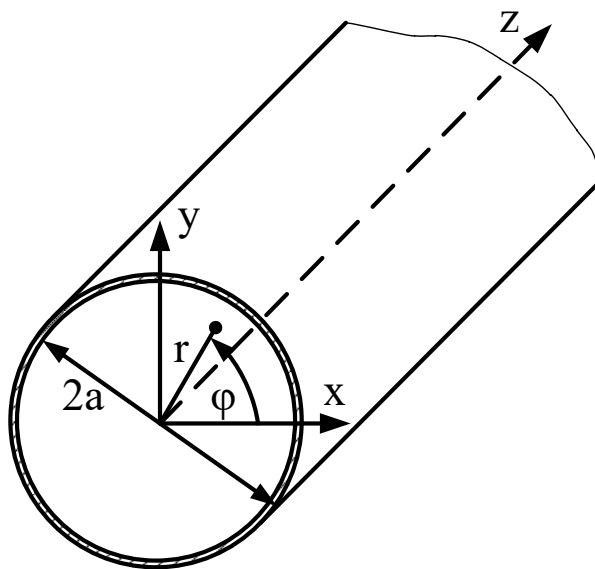


Рис. 2.1. Круглый волновод и цилиндрическая система координат

Относительно частоты генератора условие распространения волны имеет вид

$$f > f_{\text{кр}}^{mn}, \quad (2.2)$$

где $f_{\text{кр}}^{mn}$ – критические частоты волн для типов H_{mn} и E_{mn} , Гц, $f_{\text{кр}}^{mn} = \frac{c}{\lambda_{\text{кр}}^{mn} \sqrt{\epsilon \mu}}$.

Определение критических длин волн для типов H_{mn} и E_{mn} связано с решением граничной задачи нахождения поля в круглом волноводе, их значения определяются формулами:

$$\lambda_{\text{кр}}^{E_{mn}} = \frac{2\pi}{\xi_{mn}} a, \quad (2.3)$$

$$\lambda_{\text{кр}}^{H_{mn}} = \frac{2\pi}{\eta_{mn}} a, \quad (2.4)$$

где ξ_{mn} – n -й корень функции Бесселя m -го порядка;

η_{mn} – n -й корень первой производной функции Бесселя m -го порядка;

a – радиус волновода, м.

Значения нескольких первых корней ξ_{mn} и η_{mn} приведены соответственно в табл. 2.1 и 2.2. Из формул (2.3), (2.4) и табл. 2.1, 2.2 следует, что наибольшую критическую длину волны имеет тип H_{11} :

$$\lambda_{\text{кр}}^{H_{11}} = 3,413 a. \quad (2.5)$$

Волна H_{11} является основной волной круглого волновода. Следующими по величине критической длины волны являются волны типа E_{01} и H_{21} :

$$\lambda_{\text{кр}}^{E_{01}} = 2,613 a, \quad (2.6)$$

$$\lambda_{\text{кр}}^{H_{21}} = 2,057 a. \quad (2.7)$$

Диапазон частот, в котором распространяется только основная волна H_{11} , составляет:

$$f_{\text{кр}}^{H_{11}} < f < f_{\text{кр}}^{E_{01}}. \quad (2.8)$$

В диапазоне частот

$$f_{\text{кр}}^{E_{01}} < f < f_{\text{кр}}^{H_{21}} \quad (2.9)$$

в круглом волноводе на одной и той же частоте генератора могут распространяться одновременно две волны: E_{01} и H_{11} . Волновод, в котором обе волны возбуждены и совместно распространяются, будем называть в дальнейшем двухволновым (двухмодовым).

Таблица 2.1

Корни ξ_{mn} функций Бесселя m -го порядка

m	0	1	2
$n = 1$	2,405	3,832	5,135
$n = 2$	5,520	7,016	8,417

Таблица 2.2

Корни η_{mn} первой производной функции Бесселя m -го порядка

m	0	1	2
$n = 1$	3,832	1,841	3,054
$n = 2$	7,016	5,335	6,705

Мгновенные значения составляющих векторов поля бегущей волны H_{11} в бесконечном или идеально согласованном волноводе описываются формулами:

$$\left\{ \begin{array}{l} H_z = H_0 J_1 \left(\frac{1,841}{a} r \right) \cos(\varphi) \cos(\omega t - \beta^{11} z), \\ H_r = H_0 \frac{\lambda_{\text{кр}}^{11}}{\lambda_{\text{в}}^{11}} J_1' \left(\frac{1,841}{a} r \right) \cos(\varphi) \sin(\omega t - \beta^{11} z) \\ H_\varphi = -H_0 \frac{\lambda_{\text{кр}}^{11}}{\lambda_{\text{в}}^{11}} \frac{a}{1,841} \frac{1}{r} J_1 \left(\frac{1,841}{a} r \right) \sin(\varphi) \sin(\omega t - \beta^{11} z), \\ E_r = -Z_H^{11} H_0 \frac{\lambda_{\text{кр}}^{11}}{\lambda_{\text{в}}^{11}} \frac{a}{1,841} \frac{1}{r} J_1 \left(\frac{1,841}{a} r \right) \sin(\varphi) \sin(\omega t - \beta^{11} z), \\ E_\varphi = -Z_H^{11} H_0 \frac{\lambda_{\text{кр}}^{11}}{\lambda_{\text{в}}^{11}} J_1' \left(\frac{1,841}{a} r \right) \cos(\varphi) \sin(\omega t - \beta^{11} z), \end{array} \right. \quad (2.10)$$

где H_0 – амплитуда, определяемая мощностью источника поля, А/м;

$J_1(1,841r/a)$, $J_1'(1,841r/a)$ – соответственно функция и первая производная функции Бесселя первого порядка от аргумента $(1,841r/a)$;

$\lambda_{\text{в}}^{11}$ – длина волны H_{11} , м,

$$\lambda_B^{11} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,413a}\right)^2}}; \quad (2.11)$$

β^{11} – постоянная распространения (коэффициент фазы) волны H_{11} , рад/м,

$$\beta^{11} = 2\pi/\lambda_B^{11};$$

Z_H^{11} – характеристическое сопротивление волны H_{11} , Ом,

$$Z_H^{11} = \frac{Z_c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{3,413a}\right)^2}}; \quad (2.12)$$

где Z_c – характеристическое сопротивление плоской однородной волны в неограниченном пространстве, заполненном тем же диэлектриком, что и волновод, Ом,

$$Z_c = 377\sqrt{\mu/\varepsilon}.$$

Как видно из выражений (2.10), в бегущей волне фазы составляющих векторов поля изменяются во времени и пространстве по линейному закону $(\omega t - \beta^{11}z)$. Амплитуды остаются неизменными вдоль оси z волновода и зависят только от поперечных координат r, φ .

В волноводе, короткозамкнутом идеально проводящей пластиной, устанавливается режим стоячей волны. Мгновенные значения составляющих векторов поля в данном режиме определяются формулами

$$\begin{cases} H_z = 2H_0 J_1\left(\frac{1,841}{a}r\right) \cos(\varphi) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_B^{11}}z\right) \sin(\omega t), \\ H_r = 2H_0 \frac{\lambda_{кр}^{11}}{\lambda_B^{11}} J_1'\left(\frac{1,841}{a}r\right) \cos(\varphi) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_B^{11}}z\right) \sin(\omega t), \\ H_\varphi = -2H_0 \frac{\lambda_{кр}^{11}}{\lambda_B^{11}} \frac{a}{1,841} \frac{1}{r} J_1\left(\frac{1,841}{a}r\right) \sin(\varphi) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_B^{11}}z\right) \sin(\omega t), \\ E_r = -2Z_H^{11} H_0 \frac{\lambda_{кр}^{11}}{\lambda_B^{11}} \frac{a}{1,841} \frac{1}{r} J_1\left(\frac{1,841}{a}r\right) \sin(\varphi) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_B^{11}}z\right) \cos(\omega t), \\ E_\varphi = -2Z_H^{11} H_0 \frac{\lambda_{кр}^{11}}{\lambda_B^{11}} J_1'\left(\frac{1,841}{a}r\right) \cos(\varphi) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_B^{11}}z\right) \cos(\omega t). \end{cases} \quad (2.13)$$

Амплитуды составляющих векторов поля в стоячей волне изменяются вдоль оси волновода по гармоническому закону. На данной частоте положение точек максимальной амплитуды (пучностей стоячей волны) и точек нулевой амплитуды (узлов стоячей волны) фиксировано относительно плоскости короткого замыкания и не изменяется во времени. В пучностях амплитуды составляющих векторов поля удваиваются по сравнению с режимом бегущей волны. В режиме стоячей волны можно экспериментально измерить длину волны в волноводе как удвоенное расстояние между узлами или пучностями какой-либо составляющей поля.

Фазы составляющих векторов поля не имеют непрерывной зависимости от координаты z , но меняются скачком на величину π при переходе через узел амплитуды. Это обусловлено противоположным направлением векторов в соседних полупериодах распределения поля. Фазы векторов электрического и магнитного полей сдвинуты на $\pi/2$ (во времени на четверть периода).

Картина силовых линий векторов поля волны H_{11} в короткозамкнутом волноводе в момент времени, когда и электрическое, и магнитное поля не равны нулю, показана на рис. 2.2.

Волна E_{01} является первой высшей волной в круглом волноводе. Поле бегущей волны E_{01} записывается следующим образом:

$$\begin{cases} E_z = E_0 J_0 \left(\frac{2,405}{a} r \right) \cos(\omega t - \beta^{01} z), \\ E_r = -E_0 \frac{\lambda_{\text{кр}}^{01}}{\lambda_B^{01}} J_1 \left(\frac{2,405}{a} r \right) \sin(\omega t - \beta^{01} z), \\ H_\phi = -\frac{1}{Z_E^{01}} E_0 \frac{\lambda_{\text{кр}}^{01}}{\lambda_B^{01}} J_1 \left(\frac{2,405}{a} r \right) \sin(\omega t - \beta^{01} z), \end{cases} \quad (2.14)$$

где λ_B^{01} – длина волны E_{01} в волноводе, м, определяемая формулой

$$\lambda_B^{01} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2,61a} \right)^2}}; \quad (2.15)$$

β^{01} – постоянная распространения (коэффициент фазы) волны E_{01} , рад/м

$$\beta^{01} = 2\pi/\lambda_B^{01};$$

$J_0(2,405r/a)$ и $J_1(2,405r/a)$ – функции Бесселя нулевого и первого порядков от аргумента $(2,405r/a)$;

Z_E^{01} – характеристическое сопротивление волны E_{01} , Ом,

$$Z_E^{01} = Z_c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2,61a} \right)^2}. \quad (2.16)$$

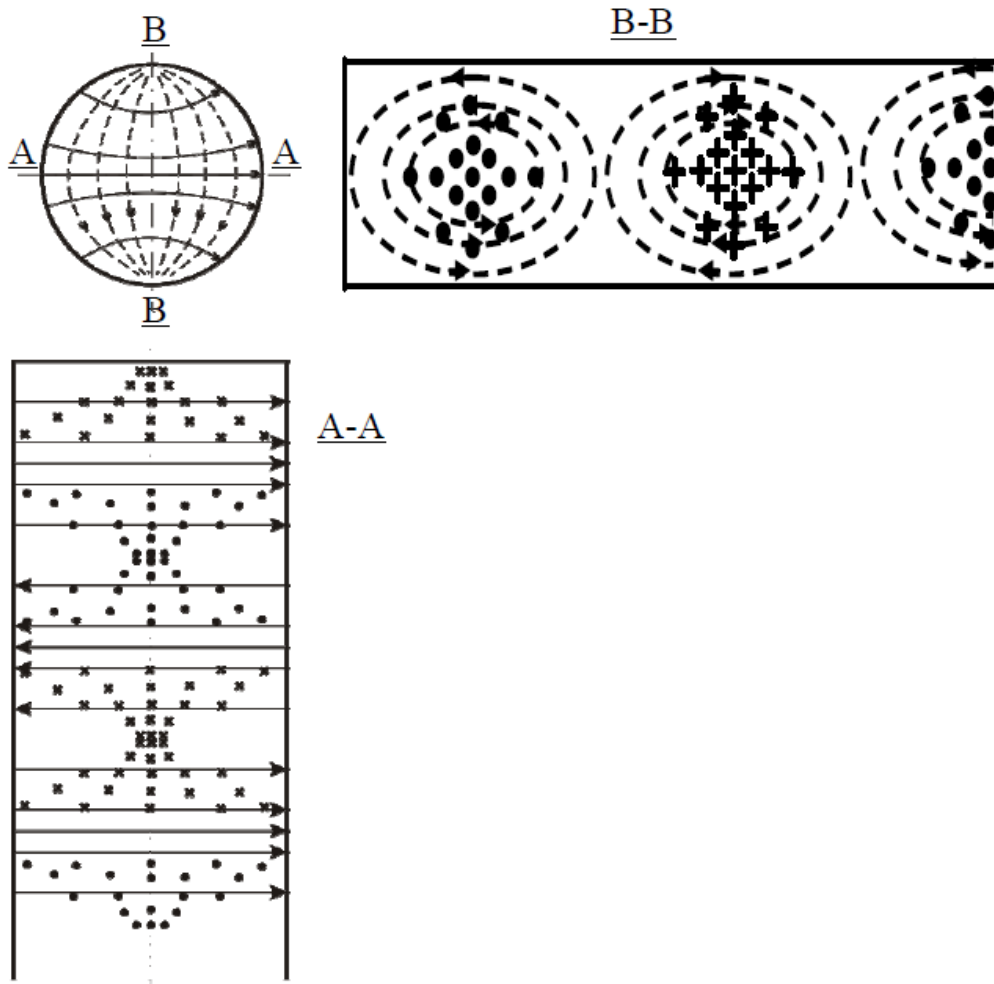


Рис. 2.2. Структура поля стоячей волны H_{11}

Поле стоячей волны E_{01} в круглом волноводе описывается формулами:

$$\begin{cases} E_z = 2E_0 J_0\left(\frac{2,405}{a}r\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{01}^B}z\right) \cos(\omega t), \\ E_r = -2E_0 \frac{\lambda_{01}^{кр}}{\lambda_{01}^B} J_1\left(\frac{2,405}{a}r\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_{01}^B}z\right) \cos(\omega t), \\ H_\varphi = -2\frac{1}{Z_E^{01}} E_0 \frac{\lambda_{01}^{кр}}{\lambda_{01}^B} J_1\left(\frac{2,405}{a}r\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{01}^B}z\right) \sin(\omega t). \end{cases} \quad (2.17)$$

Картина силовых линий векторов поля волны E_{01} в короткозамкнутом круглом волноводе показана на рис. 2.3.

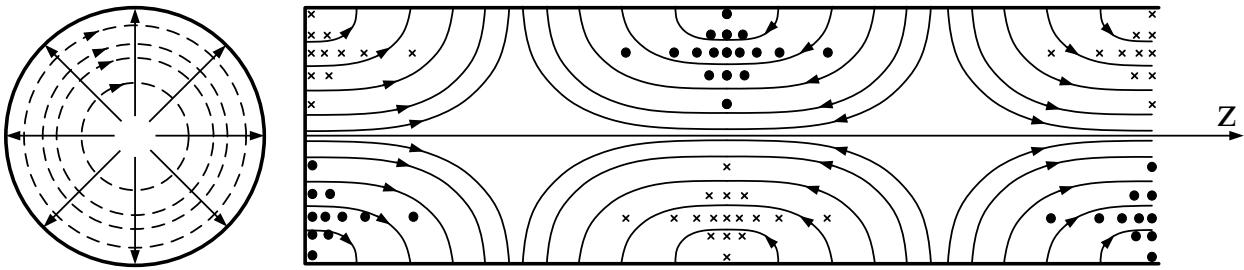


Рис. 2.3. Структура поля стоячей волны E_{01}

Из формул (2.14), (2.17) и рис. 2.3 видно, что поле волны E_{01} является симметричным относительно оси волновода.

2.2. Описание лабораторной установки

Лабораторный стенд для исследования поля в круглом волноводе показан на рис. 2.4 Описание СВЧ-генератора и измерительного усилителя приведено в Приложении 2.

Лабораторная работа выполняется в два этапа:

- 1) исследование волны H_{11} в одноволновом режиме работы круглого волновода;
- 2) исследование волн H_{11} и E_{01} в двухволновом режиме работы круглого волновода.



Рис. 2.4. Лабораторный стенд для исследования поля в круглом волноводе

Лабораторная установка для исследования волны H_{11} изображена на рис. 2.5. Колебания от СВЧ-генератора, модулированные по амплитуде частотой 1 кГц через коаксиально-волноводный переход (КВП) 1, поступают в плавный переход 2 от прямоугольного волновода к круглому. Переход 2 имеет изогнутую в плоскости вектора \vec{E} секцию. В этом переходе основная волна H_{10} прямоугольного волновода преобразуется в основную волну H_{11} круглого волновода с горизонтальной ориентацией центрального вектора \vec{E} . Переход 2 подсоединяется к круглому волноводу, состоящему из секций 3, 5 и вращающейся секции 6. В лабораторной работе могут быть использованы два вида вращающихся секций 6: с поперечной щелью для измерения амплитуды азимутальной составляющей магнитного поля H_ϕ или со штырем для измерения амплитуды радиальной составляющей электрического поля E_r . Электродвижущая сила, наводимая на щели или штырь полем круглого волновода, возбуждает отрезок прямоугольного волновода с детекторной секцией 7. Низкочастотная огибающая сигнала, выделенная детектором, поступает через разъем 8 и коаксиальный кабель на линейный

низкочастотный усилитель со стрелочным индикатором. Показания прибора (обозначим их через U) в силу квадратичности вольт-амперной характеристики детекторного диода при малых сигналах пропорциональны квадрату измеряемой амплитуды компоненты магнитного $U \sim H_{\phi}^2$ или электрического $U \sim E_r^2$ поля в месте расположения щели или штыря соответственно.

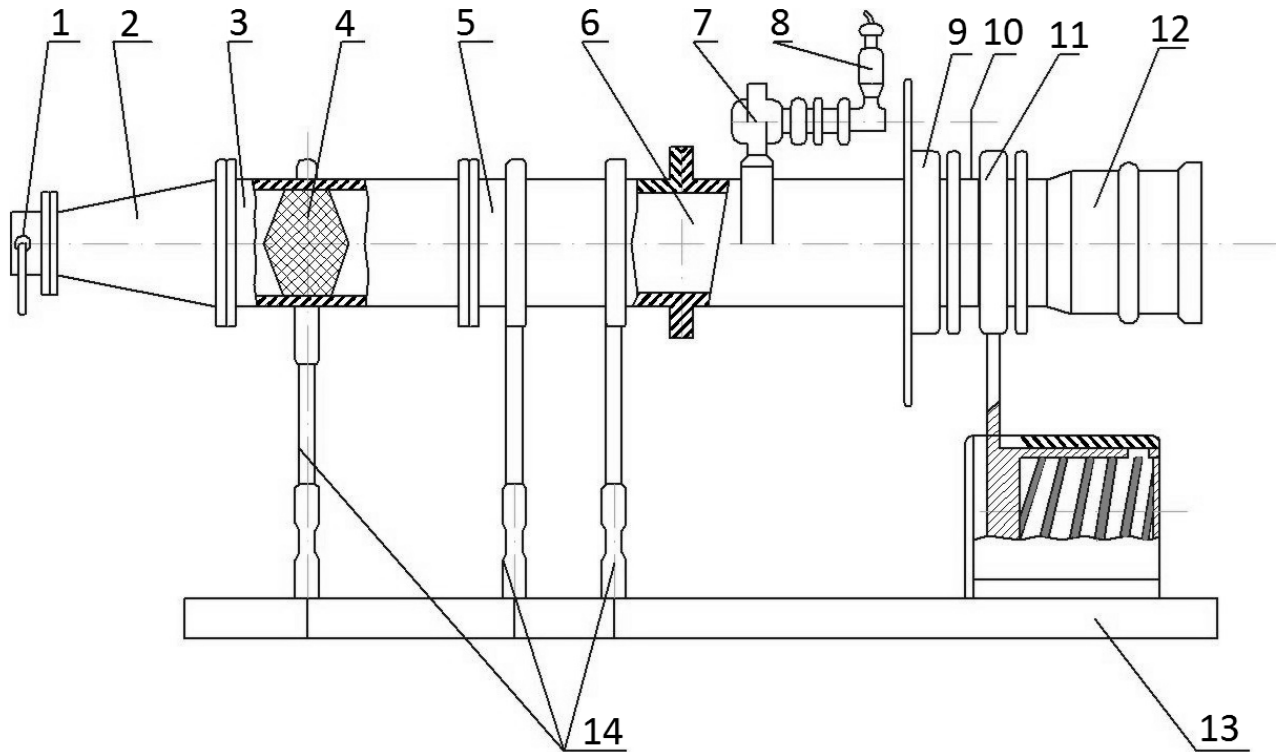


Рис. 2.5. Конструкция лабораторной установки с возбудителем волны H_{11}

Возможность вращения секции 6 обеспечивается специальными контактными фланцами с секциями 5 и 10. Угол поворота отсчитывается с помощью лимба 9. Секция 10 связана с прижимным устройством 11, позволяющим в случае необходимости извлекать вращающуюся секцию 6 и обеспечивающим постоянство контакта во фланцах. Стоячая волна в волновомоду образуется с помощью подвижного короткозамыкающего поршня 12. Вся установка смонтирована на основании 13 с помощью стоек 14. В секции 3 установлена пенопластовая втулка с вертикальной поглощающей резиновой пластинкой, плоскость которой перпендикулярна вектору \vec{E} волны H_{11} , что устраняет все волны, кроме H_{11} горизонтальной поляризации.

Во второй части работы вместо перехода 2 к секции 3 подсоединяется возбудитель двухволнового режима, представляющий собой скачкообразный переход от прямоугольного волновода к круглому. В этом переходе происходит преобразование волны H_{10} прямоугольного волновода в симметричную волну E_{01} круглого волновода. При этом одновременно с волной E_{01} возбуждается и распространяется волна H_{11} с той же горизонтальной поляризацией электрического поля, что и в плавном переходе. Таким образом, положение максимумов и нулей в угловом и продольном распределении поля волны H_{11} , определенное на первом этапе работы, сохраняется при измерениях на втором этапе.

Для уменьшения амплитуды поля волны H_{11} в двухволновом режиме используется металлическое кольцо периметром $(1,1\dots1,2)\lambda_0$, вставленное в пенопластовую втулку. Кольцо возбуждается составляющей E_ϕ поля волны H_{11} , и она отражается к генератору. У волны E_{01} азимутальная составляющая электрического поля равна нулю, а радиальные силовые линии вектора \vec{E} перпендикулярны кольцу, и волна E_{01} беспрепятственно распространяется по волноводу.

2.3. Домашнее задание

1. Определить диапазон частот, в котором в волновом диаметром $2a = 30$ мм могут одновременно распространяться волны H_{11} и E_{01} .

2. Рассчитать длины волн λ_b^{11} и λ_b^{01} в круглом волновом диаметром $2a = 30$ мм на заданной частоте (табл. 2.3).

3. Построить графики зависимости радиальных составляющих электрического поля волн H_{11} и E_{01} , нормированных к максимальным значениям, от координаты z , то есть $\tilde{E}_r^{11} = \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_b^{11}} z\right)$ и $\tilde{E}_r^{01} = \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_b^{01}} z\right)$. Графики строятся на одном графическом поле интервале от 0 до λ_b^{01} .

4. Построить графики распределения суммарного поля $|\tilde{E}_r^{11} \sin \varphi + \tilde{E}_r^{01}|$ от координаты $\varphi = 0 \dots 360^\circ$ в трех сечениях: $z = \lambda_B^{11}/4$, $z = \lambda_B^{11}/2$, $z = \lambda_B^{01}/2$. Значения \tilde{E}_r^{11} и \tilde{E}_r^{01} в указанных сечениях взять из графиков пункта 3.

Таблица 2.3

Варианты заданий

Номер бригады	1	2	3	4	5	6
f , ГГц	8,9	9,0	9,1	9,2	9,3	9,4

2.4. Лабораторное задание

Вариант выполнения задания – измерение H_φ или E_r – указывается преподавателем. Порядок измерений в обоих случаях один и тот же. Ниже описывается измерение H_φ с помощью секции 6 со щелью.

1. Включить генератор СВЧ и измерительный усилитель. Установить на генераторе частоту согласно табл. 2.3.

2. Установить нуль шкалы на измерительном усилителе с помощью тумблера и ручки установки нуля. При измерениях максимальные показания стрелочного индикатора должны составлять 80–90 % от шкалы усилителя при положении делителя входного напряжения « $\times 1$ ». Если показания выходят за пределы шкалы, необходимо уменьшить уровень сигнала с помощью ручки регулировки уровня выходного напряжения генератора.

3. Исследование волны H_{11} в одноволновом режиме. Одномодовый (одноволновый) режим обеспечивается плавным переходом от прямоугольного волновода к круглому. В секции 3 установлен поглотитель с вертикальными резиновыми пластинами.

3а. Поворачивая секцию 6 со щелью, найти значения угла φ , при котором сигнал на выходе усилителя максимален. Передвигая короткозамыкающий поршень 12 в сторону увеличения координаты z , найти и записать три значения продольной координаты z_1, z_2, z_3 , при которых $H_\varphi = 0$ (узлы амплитуды). Определить длину волны H_{11} в волноводе экспериментально, используя выражение $\lambda_B = 2(z_2 - z_1) = 2(z_3 - z_2) = (z_3 - z_1)$, и сравнить с λ_B , рассчитанной в домашнем

задании на рабочей частоте. Если погрешность превышает 1 мм, необходимо обратиться к преподавателю. Снять зависимость $|H_\varphi|^2 = f(z)$, передвигая поршень с шагом 2–3 мм от z_1 до z_3 . Качественно построить график $|H_\varphi|^2 = f(z)$.

3б. Установить поршень 12 в одно из положений z_{max} , при котором амплитуда $|H_\varphi|$ максимальна (взять из пункта 3а). Поворачивая секцию 6, определить и записать два значения угла φ_1 и φ_2 , при которых $H_\varphi = 0$. Снять зависимость $|H_\varphi|^2 = f(\varphi)$, поворачивая секцию (6) с шагом 15° в пределах от 0 до 360° . Качественно построить график $|H_\varphi|^2 = f(\varphi)$ в прямоугольной системе координат.

4. Исследование волны E_{01} в двухволновом режиме. Для обеспечения двухволнового режима (одновременное возбуждение волн H_{11} и E_{01}) нужно снять плавный переход от прямоугольного волновода к круглому и аккуратно достать поглотитель из секции 3. К секции 3 подсоединить возбуждатель двухволнового режима в виде скачкообразного под углом 90° перехода от прямоугольного волновода к круглому. Внутри возбуждателя находится пенопластовая втулка с металлическим кольцом для уменьшения амплитуды поля волны H_{11} . Двухволновый возбуждатель устанавливается горизонтально, то есть с той же ориентацией прямоугольного волновода, а следовательно, и с той же ориентацией структуры поля волны H_{11} , что и в пункте 3.

4а. Повернуть секцию 6 со щелью в положение $\varphi = \varphi_1$ (или φ_2), при котором волна H_{11} имеет «под щелью» $H_\varphi = 0$ (угол взять из пункта 3б). При этом угле щель будет возбуждаться только H_φ составляющей волны E_{01} . Передвигая поршень 12, найти и записать два значения продольной координаты z_1 и z_2 , при которых волна E_{01} имеет $H_\varphi = 0$ (узлы амплитуды). Определить длину волны E_{01} экспериментально $\lambda_b = 2(z_2 - z_1)$ и сравнить с λ_b , рассчитанной в домашнем задании на рабочей частоте. Снять зависимость $|H_\varphi|^2 = f(z)$, передвигая поршень

12 с шагом 2–3 мм в пределах от z_1 до z_2 . Качественно построить график $|H_\varphi|^2 = f(z)$.

4б. Установить поршень 12 в положение z_1 из пункта 3а, при котором волна H_{11} имеет «под щелью» $H_\varphi = 0$. При этой координате z щель будет возбуждаться только H_φ составляющей волны E_{01} . Поворачивая секцию со щелью с шагом 15° в пределах от 0 до 360° , снять зависимость $|H_\varphi|^2 = f(\varphi)$ и качественно построить график в прямоугольной системе координат.

2.5. Содержание отчета

Отчет должен содержать следующие элементы.

1. Цель работы.
2. Структурную схему лабораторной установки согласно Приложению 1.
3. Расчеты и рисунки, выполненные при домашней подготовке с формулировкой пунктов домашнего задания.
4. Экспериментальные результаты в виде таблиц с формулировкой пунктов лабораторного задания. В таблицах должны быть приведены координаты φ (в градусах) и z (в миллиметрах), измеренные значения в показаниях шкалы усилителя и нормированные значения напряженности полей $\tilde{H}_\varphi = \sqrt{H_\varphi^2 / H_{\varphi \max}^2}$.

5. Графики зависимостей нормированных напряженностей поля от продольной и азимутальной координат. Отметить длину волн типа H_{11} и E_{01} в волноводе.

6. Выводы, содержащие сравнения расчета и эксперимента с необходимыми пояснениями.

2.6. Вопросы для самопроверки

1. Какая волна является основной в круглом волноводе и почему? Как определить частотный диапазон работы на основном типе волн; на двух типах H_{11} и E_{01} ? Как изменятся эти диапазоны, если волновод заполнить диэлектриком?
2. Как зависят от частоты фазовые и групповые скорости, длины волн, характеристические сопротивления волн H_{11} и E_{01} в круглом волноводе?

3. Изобразите структуру поля бегущей волны H_{11} в произвольный момент времени. Как изменится картина через четверть периода?
4. Изобразите структуру поля бегущей волны E_{01} в произвольный момент времени. Как изменится картина через полпериода?
5. Изобразите структуру поля стоячей волны H_{11} в произвольный момент времени. Как изменится картина через полпериода?
6. Изобразите структуру поля стоячей волны E_{01} в произвольный момент времени. Как изменится картина через четверть периода?
7. Изобразите и поясните графики зависимости амплитуды $H_\phi = f(z)$ волны H_{11} в идеально согласованном и короткозамкнутом волноводах.
8. Изобразите и поясните графики зависимости амплитуды $E_r = f(z)$ волны E_{01} в идеально согласованном и короткозамкнутом волноводах.
9. Изобразите и поясните графики зависимости амплитуды $H_\phi = f(\phi)$ и $E_r = f(\phi)$ волн H_{11} и E_{01} .
10. Нарисуйте картины вектора поверхностной плотности токов волн H_{11} и E_{01} на боковой и торцевой стенках короткозамкнутого волновода.
11. Предложите способы измерения амплитуд составляющих поля H_ϕ и H_z волны H_{11} .
12. Предложите способы измерения амплитуд составляющих E_r и E_z волны E_{01} в короткозамкнутом круглом волноводе.
13. Как изменяется структура поля в плавном переходе от прямоугольного волновода к круглому волноводу?
14. Как возбуждаются волны E_{01} и H_{11} в ступенчатом переходе от прямоугольного волновода к круглому волноводу? Изобразите картину силовых линий волны H_{11} на выходе перехода.
15. Расскажите и поясните ход выполнения работы.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Цель лабораторной работы – изучение поляризации электромагнитных волн, экспериментальное преобразование линейной поляризации электромагнитной волны в эллиптическую и круговую в поляризаторе на квадратном волноводе.

3.1. Теоретическая часть

Поляризацией электромагнитной волны называют изменение величины и ориентации векторов \vec{E} и \vec{H} в фиксированной точке пространства в течение периода колебания волны. При этом концы векторов поля \vec{E} и \vec{H} описывают в пространстве замкнутые кривые, называемые *годографами*. По форме годографа выделяют три вида поляризации: линейную, круговую и эллиптическую.

Рассмотрим плоские волны в неограниченном однородном изотропном пространстве без потерь. У этих волн векторы \vec{E} и \vec{H} поперечны к направлению распространения и расположены в плоскости фронта. Годографы векторов \vec{E} и \vec{H} в фиксированной точке пространства ортогональны и совпадают по форме, так что поляризацию волны достаточно определить по электрическому полю.

Пусть некоторый источник возбуждает две волны, распространяющиеся в направлении оси z , у которых векторы электрического поля взаимно перпендикулярны. В точке наблюдения z составляющие электрического поля равны:

$$\begin{cases} E_x = E_{mx} \cos(\omega t - kz + \varphi_x), \\ E_y = E_{my} \cos(\omega t - kz + \varphi_y), \end{cases} \quad (3.1)$$

где E_{mx} , E_{my} – амплитуды напряженностей электрического поля, В/м;

φ_x , φ_y – начальные фазы при $z = 0$, $t = 0$, рад;

k – волновое число, рад/м.

Введя обозначение $\xi = \omega t - kz$, получим из формул (3.1) соотношения:

$$\begin{cases} \frac{E_x}{E_{mx}} = \cos(\xi + \varphi_x) = \cos \xi \cos \varphi_x - \sin \xi \sin \varphi_x, \\ \frac{E_y}{E_{my}} = \cos(\xi + \varphi_y) = \cos \xi \cos \varphi_y - \sin \xi \sin \varphi_y. \end{cases} \quad (3.2)$$

Решив систему уравнений (3.2) относительно $\cos \xi$ и $\sin \xi$, возведя обе части этих решений в квадрат и почленно складывая полученные выражения, приходим к уравнению:

$$\left(\frac{E_x}{E_{mx}} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{my}} \right)^2 - 2 \left(\frac{E_x}{E_{mx}} \right) \left(\frac{E_y}{E_{my}} \right) \cos \psi = \sin^2 \psi, \quad (3.3)$$

где ψ – разность фаз составляющих E_x и E_y , рад, $\psi = \varphi_x - \varphi_y$.

Выражение (3.3) представляет собой уравнение эллипса, лежащего в плоскости XOY (рис. 3.1). Ось z направлена от нас и соответствует направлению распространения электромагнитной волны.

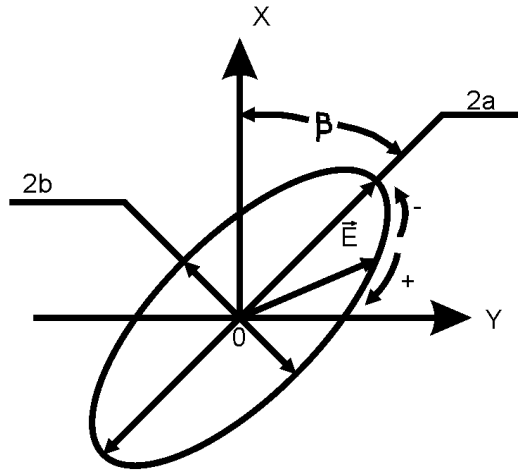


Рис. 3.1. Поляризационный эллипс

Суммарный вектор \vec{E} из выражений (3.1) в фиксированной точке z с течением времени меняет свою величину и ориентацию и его конец описывает эллипс за период частоты колебаний. Направление вращения суммарного вектора \vec{E} зависит от знака сдвига фаз между его составляющими. Существует понятие круговой поляризации правого вращения (правой поляризации), когда вектор \vec{E} вращается по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления распространения волны. При круговой поляризации левого вращения (левой поляризации)

вектор \vec{E} вращается против часовой стрелки. С помощью выражений (3.1) можно показать, что правая поляризация получается, когда $\sin \psi > 0$, а левая поляризация – когда $\sin \psi < 0$. Существует простое правило: вектор \vec{E} вращается в сторону составляющей, отстающей по фазе.

Для характеристики поляризационного эллипса вводят параметры: угол β наклона большой оси эллипса к одной из осей системы координат (рис. 3.1), коэффициент эллиптичности r . Угол β определяется следующим выражением:

$$\beta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{2E_{mx}E_{my}}{E_{mx}^2 - E_{my}^2} \cos \psi \right). \quad (3.4)$$

Коэффициент эллиптичности – это отношение малой полуоси b к большой полуоси a :

$$r = \frac{b}{a} = \frac{2E_{mx}E_{my}|\sin \psi|}{E_{mx}^2 + E_{my}^2 + \sqrt{(E_{mx}^2 - E_{my}^2)^2 + 4E_{mx}^2E_{my}^2 \cos^2 \psi}}. \quad (3.5)$$

Из выражений (3.3)–(3.5) легко получить формулы для полей линейной или круговой поляризации как частных случаев более общего вида поляризации – эллиптической. Рассмотрим эти случаи подробнее.

Линейная поляризация. Если составляющие E_x и E_y синфазны ($\psi = 0$) или противофазны ($\psi = \pm 180^\circ$), то эллипс вырождается в прямую линию ($r = 0$). Угол наклона этой линии можно подсчитать по формуле (3.4).

Круговая поляризация. Если составляющие E_x и E_y имеют равные амплитуды $E_{mx} = E_{my}$ и сдвиг фаз $\psi = \pm \pi/2$, то согласно выражению (3.3), годограф будет иметь вид окружности, и, как это следует из выражения (3.5), коэффициент эллиптичности $r = 1$.

У плоских однородных волн годографы векторов \vec{E} и \vec{H} ортогональны, лежат в одной плоскости (плоскости фронта) и не меняют формы ни вдоль фронта, ни вдоль направления распространения. Эти свойства не сохраняются у плоских неоднородных волн.

Неоднородная волна – это волна, у которой поверхность равных фаз не совпадает с поверхностью равных амплитуд. Годографы \vec{E} и \vec{H} неоднородных волн могут лежать в разных плоскостях и иметь различный вид. Это можно показать на примере волны H_{10} в прямоугольном волноводе. Вектор \vec{E} волны H_{10} имеет одну составляющую, перпендикулярную широкой стенке волновода. Поэтому по электрическому полю волна H_{10} линейно поляризована, причем в любых точках поперечного и продольного сечения волновода вид поляризации сохраняется. Вектор \vec{H} имеет две составляющие – поперечную и продольную. Годограф вектора \vec{H} лежит в продольной плоскости, параллельной широкой стенке волновода. В этой плоскости амплитуды составляющих вектора \vec{H} меняются по поперечной координате. В режиме бегущей волны составляющие вектора \vec{H} сдвинуты по фазе на 90° и в зависимости от соотношения амплитуд вид поляризации по вектору \vec{H} будет меняться. Так, у узких стенок существует только продольная составляющаяся, и поляризация будет линейная. На оси волновода магнитное поле имеет только поперечную составляющую, и поляризация также линейная. На некотором расстоянии от узкой стенки, где обе составляющие имеют одинаковые амплитуды, поляризация будет круговой. В остальных точках поляризация по вектору \vec{H} эллиптическая.

В тех случаях, когда открытый конец волновода используется для излучения электромагнитной энергии, практический интерес представляет поляризация поля в поперечном сечении, в котором виды поляризации по векторам \vec{E} и \vec{H} совпадают.

Поляризатор на квадратном волноводе. Поляризатор – это устройство, преобразующее волну с одним видом поляризации в волну с другим видом поляризации. Поляризатор на квадратном волноводе преобразует волну с линейной поляризацией в волну с эллиптической или круговой поляризацией. Для работы поляризатора должны быть обеспечены следующие условия: существование двух волн с взаимно перпендикулярными линейными поляризациями в поперечной плоскости; сдвиг фаз между ними.

Рассмотрим работу поляризатора на квадратном волноводе более подробно. В квадратном волноводе одновременно могут существовать две волны: H_{10} и H_{01} , имеющие одинаковые критические длины волн $\lambda_{кр}^{10} = \lambda_{кр}^{01} = 2a$. Для создания этих волн в квадратном волноводе применяют диагональное возбуждение с помощью прямоугольного волновода, работающего на основной волне H_{10} (вектор \vec{E} на рис. 3.2, а). Волна прямоугольного волновода с вектором \vec{E} , диагональным в квадратном волноводе, возбуждает волны H_{10} и H_{01} в квадратном волноводе. В выбранной системе координат волна H_{10} имеет E_y -составляющую поля с вариацией амплитуды по координате x (рис. 3.2, б), а волна H_{01} имеет E_x -составляющую с вариацией амплитуды по координате y (рис. 3.2, в). Диагональный способ возбуждения квадратного волновода обеспечивает равенство амплитуд волн H_{10} и H_{01} . В данной работе сдвиг по фазе между волнами H_{10} и H_{01} может быть осуществлен двумя способами.

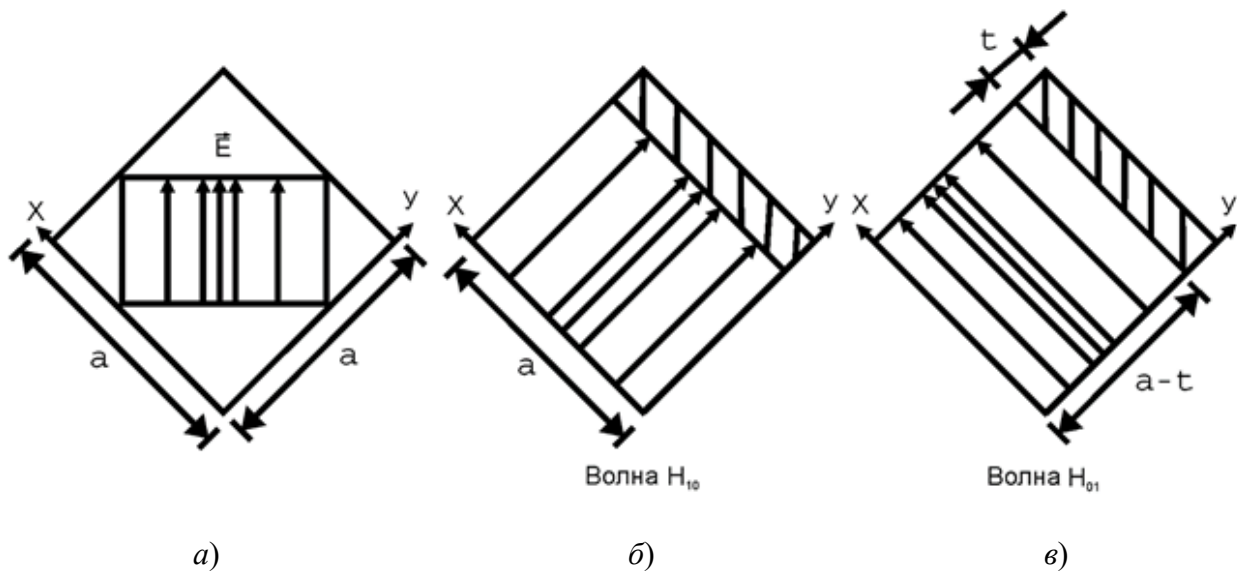


Рис. 3.2. Поляризатор с металлической пластиной

Первый способ. В квадратный волновод вставляется металлическая пластинка шириной a , толщиной t и длиной l , плотно прижатая к одной из стенок (рис. 3.2, б и в). Соответствующий размер сечения волновода уменьшается до величины $a-t$. Для H_{10} критическая длина волны сохраняет значение $\lambda_{кр}^{10} = 2a$. Для волны H_{01} критическая длина волны изменяется и рассчитывается по формуле

$\lambda_{\text{кр}}^{01} = 2(a - t)$. При этом изменяются фазовые скорости и длины волн в волноводе.

Ниже приводятся формулы для расчета длин волн $\lambda_{\text{в}}^{01}$ и $\lambda_{\text{в}}^{10}$.

$$\lambda_{\text{в}}^{10} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \quad (3.6)$$

$$\lambda_{\text{в}}^{01} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2(a-t)}\right)^2}}, \quad (3.7)$$

При прохождении участка волновода с металлической пластиной длиной l возникает фазовый сдвиг между составляющими E_y и E_x волн H_{10} и H_{01} :

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}^{10}} l - \frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}^{01}} l. \quad (3.8)$$

В зависимости от длины и толщины пластинки фазовый сдвиг принимает разные значения. При сдвиге $\psi = 2\pi n$ (составляющие синфазны) поляризация на выходе квадратного волновода остается линейной вертикальной, а при $\psi = \pi(2n - 1)$ (составляющие противофазны) поляризация становится линейной горизонтальной. При сдвиге фаз $\psi = \pm \pi/2$ поляризация будет круговой правого или левого вращения. Подставив данный сдвиг фаз в формулу (3.8), определим наименьшую длину металлической пластинки, обеспечивающей круговую поляризацию поля на выходе квадратного волновода:

$$l = \frac{\lambda_{\text{в}}^{10} \cdot \lambda_{\text{в}}^{01}}{4 \left| \lambda_{\text{в}}^{10} - \lambda_{\text{в}}^{01} \right|}. \quad (3.9)$$

При произвольной длине пластинки (произвольном сдвиге фаз в формуле (3.8)) поляризация поля на выходе квадратного волновода будет эллиптической.

Второй способ. В середину сечения квадратного волновода помещается тонкая диэлектрическая пластина шириной a , толщиной t и длиной l (рис. 3.3).

При частичном заполнении волновода диэлектриком замедление фазовой скорости (укорочение длины волны $\lambda_{\text{в}}$) зависит от доли мощности, проходящей

через сечение диэлектрической пластинки. У волны H_{10} (вектор \vec{E} параллелен пластинке) максимум поля приходится на область, занятую пластинкой (рис. 3.3), что приводит к максимальному замедлению фазовой скорости и уменьшению длины волны λ_B^{10} .

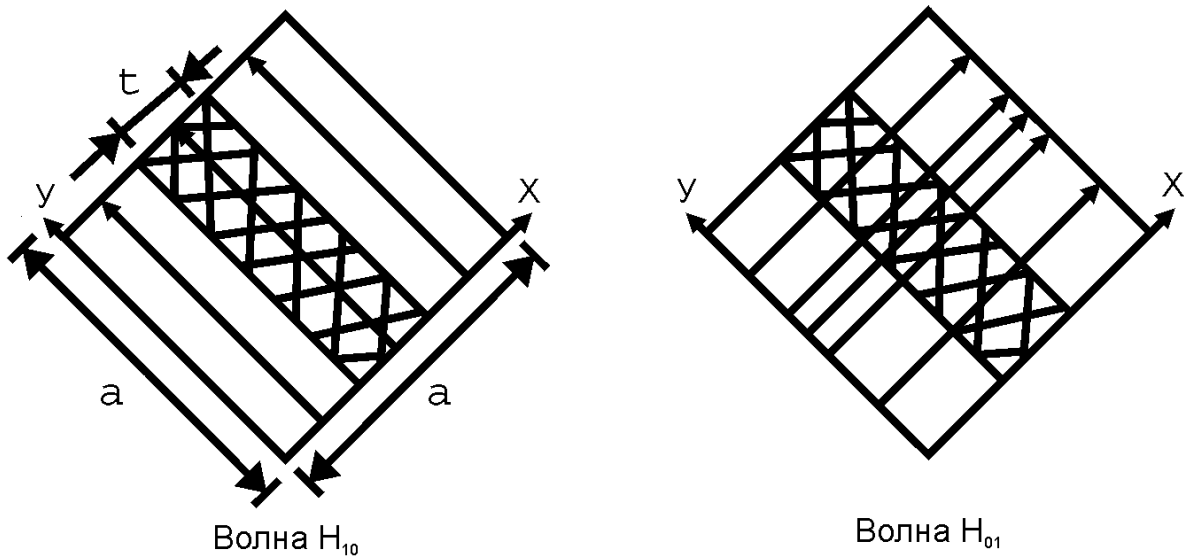


Рис. 3.3. Поляризатор с диэлектрической пластинкой

Для волны H_{01} (вектор \vec{E} перпендикулярен пластинке) через область диэлектрика проходит меньшая доля мощности, чем в случае волны H_{10} . Это приводит к незначительному уменьшению длины волны λ_B^{01} , и ее можно рассчитать приближенно по формуле (3.6). Длина волны H_{10} с учетом существенного влияния диэлектрической пластинки рассчитывается по следующей приближенной формуле [1]:

$$\lambda_B^{10} = \frac{1}{(\epsilon - 1) \frac{t}{a} \frac{\lambda_B^{01}}{\lambda_0^2} + \frac{1}{\lambda_B^{01}}}, \quad (3.10)$$

где λ_B^{01} – длина волны H_{10} , м, рассчитываемая по формуле (3.6);

λ_0 – длина волны в свободном пространстве, м, $\lambda_0 = c/f$;

ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость материала пластинки.

При прохождении участка волновода с диэлектрической пластиной длиной l возникает фазовый сдвиг, определяемый формулой (3.8), между

составляющими E_x и E_y волн H_{10} и H_{01} . В зависимости от величины фазового сдвига поляризация поля на выходе квадратного волновода аналогично случаю с металлической пластинкой может быть линейной, круговой или эллиптической. Длина диэлектрической пластинки для круговой поляризации рассчитывается также по формуле (3.9).

3.2. Описание лабораторной установки

Лабораторная установка, предназначенная для исследования поляризации электромагнитных волн и преобразования линейной поляризации поля в эллиптическую или круговую в поляризаторе на квадратном волноводе и снятия поляризационных кривых, показана на рис. 3.4.

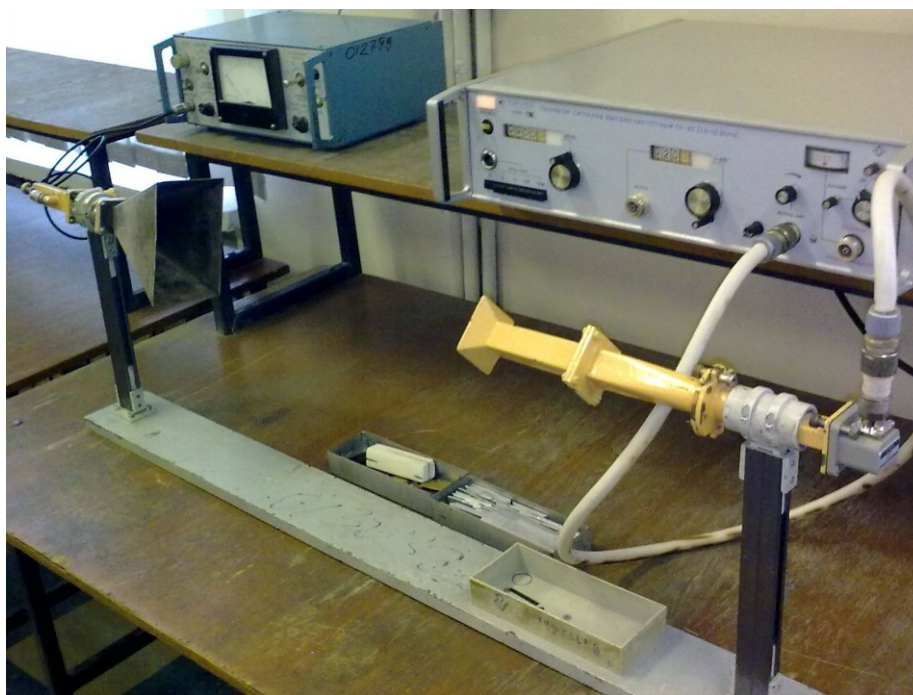


Рис. 3.4. Лабораторный стенд для исследования поляризации электромагнитных волн

Схема лабораторной установки изображена на рис. 3.5. Модулированные по амплитуде высокочастотные колебания от генератора 1 через коаксиальный кабель и коаксиально-волноводный переход 2 поступают в плавный переход 3 от прямоугольного волновода к круглому и переход 4 от круглого волновода к квадратному, представляющему собой поляризатор 5. Поляризатор 5 оканчивается квадратным рупором 6. Переходы 3 и 4 осуществляют плавную трансформацию прямоугольного волновода в квадратный волновод, обеспечивая тем самым

согласование в тракте. Рупор 6 излучает волну линейной, эллиптической или круговой поляризации в зависимости от параметров фазосдвигающей пластинки в квадратном волноводе. Излученный сигнал принимается прямоугольным рупором 7, откуда подается в детекторную секцию на прямоугольном волноводе 9. Низкочастотная огибающая сигнала усиливается и индицируется на измерительном усилителе 10. Показания прибора усилителя, обозначенные далее через U , пропорциональны квадрату амплитуды измеряемой составляющей поля, что обусловлено квадратичностью характеристики детектирования при слабых сигналах. Приемный прямоугольный рупор может вращаться вокруг оси, и угол поворота отсчитывается по лимбу 8.

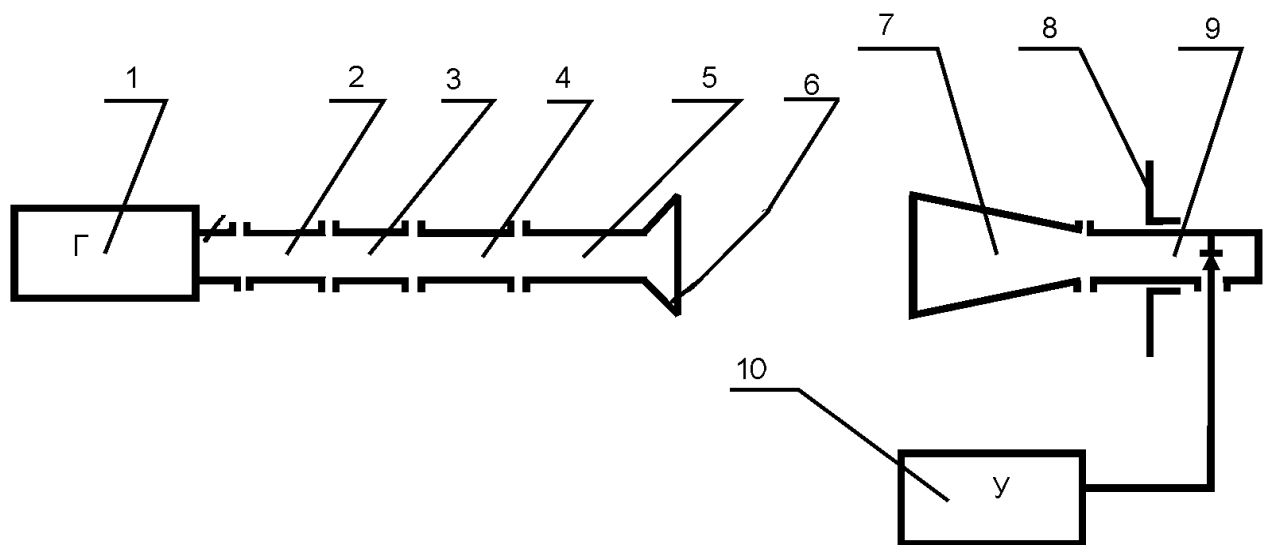


Рис. 3.5. Схема установки

При вращении рупора вокруг продольной оси снимается зависимость сигнала от угла поворота рупора, которая представляет собой поляризационную кривую. Приемный рупор соединен с прямоугольным волноводом и возбуждается составляющей вектора \vec{E} , нормальной к широкой стенке рупора. Когда у принимаемой волны вектор электрического поля \vec{E} перпендикулярен широкой стенке рупора, на его выходе вырабатывается максимальный сигнал. При других положениях рупора сигнал на усилителе будет пропорционален лишь проекции вектора \vec{E} на узкую стенку рупора. В силу этого форма поляризационной кривой будет отличаться от годографа вектора \vec{E} . Для поля эллиптической поляризации

на рис. 3.6 показана поляризационная кривая (сплошная линия) в полярной системе координат. В поляризационную кривую вписывается поляризационный эллипс. Большая и малая оси эллипса совпадают с максимальным и минимальным сигналом при снятии поляризационной кривой. Коэффициент эллиптичности вычисляется по формуле:

$$r = \sqrt{\frac{U_{\min}}{U_{\max}}}, \quad (3.11)$$

где U_{\min} , U_{\max} – соответственно минимальное и максимальное показания измерительного усилителя при повороте приемного рупора.

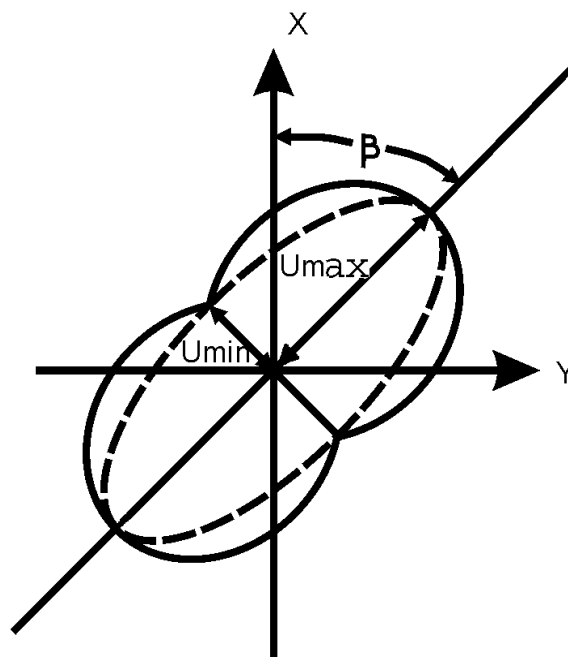


Рис. 3.6. Поляризационная кривая

Угол наклона большой оси эллипса β равен углу поворота рупора при максимальном показании усилителя U_{\max} .

3.3. Домашнее задание

Расчет проводится по вариантам, указанным в табл. 3.1.

1. Рассчитать диапазон частот, при котором в квадратном волноводе распространяются только волны H_{10} и H_{01} .

2. Определить на заданной частоте допустимую толщину металлической пластинки, при которой квадратный волновод может использоваться как поляризатор при условии распространения двух волн H_{10} и H_{01} .

3. Рассчитать длину металлической пластинки для получения круговой поляризации. Толщина t_1 пластинки указана в табл. 3.1.

4. Рассчитать длину диэлектрической пластинки для получения круговой поляризации. Толщина t_2 и ε пластинки указаны в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Варианты заданий

№ бригады	1	2	3	4	5	6
f (МГц)	8900	8950	9000	9050	9100	9150
a (мм)	23	23	23	23	23	23
t_1 (мм)	3	3	3	4	4	4
t_2 (мм)	2	2	2	2	2	2
ε	2,8	2,8	2,8	7,2	7,2	7,2

3.4. Лабораторное задание

1. Включить генератор СВЧ и измерительный усилитель. Установить на генераторе частоту согласно табл. 3.1.

2. Установить нуль шкалы на измерительном усилителе с помощью тумблера и ручки установки нуля. При измерениях максимальные показания стрелочного индикатора должны составлять 80–90 % от шкалы усилителя при положении делителя входного напряжения « $\times 1$ ». Если показания выходят за пределы шкалы, необходимо уменьшить уровень сигнала с помощью ручки регулировки уровня выходного напряжения генератора.

3. Вращая приемный рупор, определить минимальный и максимальный сигналы, когда в квадратном волноводе отсутствуют фазосдвигающие пластинки. Рассчитать коэффициент эллиптичности по формуле (3.11). При $r = 0$ снять поляризационную кривую с шагом 15° в пределах от 0 до 360° . Данные записать в таблицу. Качественно построить поляризационную кривую в полярной системе координат и определить вид поляризации.

4. Металлическую пластинку произвольной длины вставить в квадратный поляризатор к одной из стенок квадратного волновода. Вращая приемный рупор, измерить и записать U_{\min} и U_{\max} сигнала. Вычислить коэффициент эллиптичности. Если коэффициент эллиптичности находится в пределах 0,2–0,7, снять поляризационную кривую с шагом 15° в пределах от 0 до 360° . Если коэффициент эллиптичности находится вне указанного интервала, повторить эксперимент с другими пластинками. Поляризационная кривая снимается лишь для той пластинки, для которой выполняется указанное ограничение на величину коэффициента эллиптичности. Качественно построить поляризационную кривую в полярной системе координат.

5. В середину сечения квадратного волновода с помощью держателя поместить диэлектрическую пластинку произвольной длины. Вращая приемный рупор, измерить и записать U_{\min} и U_{\max} сигнала. Вычислить коэффициент эллиптичности. Если коэффициент эллиптичности находится в пределах 0,2–0,7, снять поляризационную кривую с шагом 15° в пределах от 0 до 360° . Если коэффициент эллиптичности находится вне указанного интервала, повторить измерения с другими пластинками. Поляризационная кривая снимается лишь для той пластинки, для которой выполняется указанное ограничение на величину коэффициента эллиптичности. Качественно построить поляризационную кривую в полярной системе координат.

6. Металлическую пластинку, соответствующую расчетным размерам пункта 3 домашнего задания, вставить в квадратный волновод и снять поляризационную кривую. Измерить коэффициент эллиптичности и сравнить его значение с теоретическим. В выводах отметить возможные причины их отличия.

3.5. Содержание отчета

Отчет должен содержать следующие элементы.

1. Схему лабораторной установки с обозначением элементов согласно Приложению 1.

2. Расчеты, выполненные при домашней подготовке, с формулировкой пунктов домашнего задания.

3. Результаты экспериментов в виде таблиц и поляризационных кривых с формулировкой пунктов лабораторного задания. Поляризационные кривые строятся в полярной системе координат по нормированным значениям $\tilde{U} = \sqrt{U/U_{\max}}$ с нанесением радиальной и угловой сеток полярной системы координат. Для каждой кривой определить коэффициент эллиптичности и угол β наклона большой оси эллипса. Сравнить угол β с теоретическим значением.

4. Выводы о результатах экспериментов. Сравнение экспериментальных и расчетных данных с пояснениями.

3.6. Вопросы для самопроверки

1. Что такое поляризация электромагнитной волны?
2. Какие существуют виды поляризации?
3. Как расположены плоскости поляризации векторов \vec{E} и \vec{H} плоской однородной волны?
4. Какие необходимы условия для создания волны с эллиптической поляризацией?
5. Какие необходимы условия для получения волны с круговой поляризацией?
6. Как записать выражение для мгновенных значений электрического поля круговой поляризации?
7. Что такое поляризатор?
8. Каким образом в поляризаторе на квадратном волноводе создаются две волны с взаимно ортогональными плоскостями поляризации?
9. Какие существуют способы создания необходимого фазового сдвига в поляризаторе на квадратном волноводе?
10. Как изменяется фазовый сдвиг в поляризаторе при изменении толщины и длины диэлектрической пластинки?

11. Показать, что волну с линейной поляризацией можно рассматривать как сумму двух волн с круговой поляризацией.

12. В чем заключается методика снятия поляризационных кривых и определения параметров поляризационного эллипса?

4. ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ С ФЕРРИТОВЫМ СТЕРЖНЕМ

Цель лабораторной работы – изучение свойств намагниченных ферритов в высокочастотном электромагнитном поле; исследование эффекта Фарадея в круглом волноводе с ферритовым стержнем.

4.1. Теоретическая часть

Намагниченный феррит в высокочастотном электромагнитном поле. Ферриты представляют собой твердые вещества, подобные керамике, получаемые искусственным путем при высокотемпературном спекании окислов железа и двух- или трехвалентных металлов (марганца, цинка, бария и др.). Ферриты обладают ферромагнитными свойствами, но по характеру электрических потерь ($\operatorname{tg}\delta \ll 1$) являются диэлектриками на СВЧ и «прозрачны» для электромагнитных волн. Их называют *магнитодиэлектриками*. Относительные диэлектрические проницаемости ε ферритов составляют 10–15, тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta = 10^{-2}$ – 10^{-4} , удельная проводимость σ от 10^{-8} до 1 См/м (она на много порядков ниже, чем у железа: $\sigma = 10^7$ См/м). Относительная магнитная проницаемость, имеющая на низких частотах довольно большие значения, на высоких частотах уменьшается до единицы.

В простейшей модели ферритов электроны представляются в виде волчков (гироскопов), которые, вращаясь вокруг собственной оси, обладают механическим моментом (действие массы электрона) и магнитным моментом (действие заряда). При приложении постоянного магнитного поля \vec{H}_0 к ферриту на электрон действует сила, стремящаяся повернуть электрон так, чтобы его магнитный момент совпал с направлением поля \vec{H}_0 . Однако наличие собственного механического момента приводит к тому, что ось вращения электрона и его магнитный момент начинают прецессировать вокруг \vec{H}_0 (подобно вращению оси волчка по скручивающейся спирали при отклонении оси от вертикального положения). Это явление называется *собственной прецессией*. Геометрическая сумма магнитных

моментов электронов в единице объема представляет собой вектор намагниченности феррита \vec{M} , который также прецессирует вокруг \vec{H}_0 , вращаясь по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления \vec{H}_0 , с частотой собственной прецессии

$$f_0 = \gamma H_0,$$

где γ – гиромагнитное отношение электрона, $\gamma = \frac{1}{2\pi} \mu_0 \frac{|e|}{m_e} = 0,035 \frac{\text{МГц}}{\text{А/м}}$;

e – заряд электрона, $e = -1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл;

m_e – масса электрона, $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ кг;

μ_0 – магнитная постоянная, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Из-за потерь конец вектора \vec{M} движется по скручивающейся спирали, собственная прецессия быстро затухает, и магнитные моменты электронов ориентируются в направлении \vec{H}_0 . Установившееся при этом значение вектора намагниченности обозначим через \vec{M}_0 .

Пусть бесконечная однородная ферритовая среда намагничивается постоянным магнитным полем \vec{H}_0 , ориентированным вдоль оси z , и в такой среде распространяется электромагнитная волна, вектор напряженности магнитного поля которой $\vec{H}(t)$ не совпадает по направлению с \vec{H}_0 . Тогда под действием суммарного магнитного поля

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}(t) \quad (4.1)$$

возникает вынужденная прецессия суммарного вектора намагниченности $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{M}(t)$ вокруг вектора \vec{H}_0 с частотой ω , равной частоте волны.

Вектор магнитной индукции $\vec{B}(t)$, учитывающий реакцию среды на возбуждающее магнитное поле, также будет прецессировать вокруг \vec{H}_0 , как и вектор намагниченности \vec{M} . В намагниченной ферритовой среде связь между векторами $\vec{B}(t)$ и $\vec{H}(t)$ определяется матрицей коэффициентов, т. е. тензором магнитной проницаемости:

$$\vec{B}(t) = \vec{\mu}_a \vec{H}(t). \quad (4.2)$$

При одновременном воздействии не совпадающих по направлению постоянного и переменного магнитных полей феррит анизотропен по отношению к высокочастотному электромагнитному полю. В присутствии слабых переменных полей $|\vec{H}(t)| \ll |\vec{H}_0|$ и без учета поглощения электромагнитной энергии тензорная магнитная проницаемость бесконечной ферритовой среды определяется следующим образом:

$$\vec{\mu}_a = \mu_0 \begin{vmatrix} \mu_{\perp} & -j\chi & 0 \\ j\chi & \mu_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (4.3)$$

где элементы тензора рассчитываются по формулам:

$$\mu_{\perp} = 1 - \frac{f_0 \cdot f_m}{f^2 - f_0^2}, \quad \chi = \frac{f \cdot f_m}{f^2 - f_0^2}; \quad (4.4)$$

f – частота переменного электромагнитного поля, МГц;

f_0 – частота собственной прецессии, МГц, $f_0 = \gamma H_0$;

f_m – вспомогательный параметр, имеющий размерность частоты, МГц, $f_m = \gamma M_0$;

M_0 – намагниченность феррита, А/м.

Тензорный характер магнитной проницаемости затрудняет анализ распространения электромагнитных волн в намагниченных ферритах. Более простым оказывается анализ распространения волн с круговой поляризацией. Представим плоскую однородную волну с линейной поляризацией, распространяющуюся вдоль направления подмагничивания \vec{H}_0 в виде суммы двух волн круговой поляризации с противоположными направлениями вращения и амплитудами, равными половине амплитуды волны исходной линейной поляризации. Направление вращения векторов $\vec{H}^+(t)$, $\vec{H}^-(t)$ целесообразно связать с направлением постоянного магнитного поля \vec{H}_0 , а не с направлением распространения волн, как это обычно делается. У волны с правой круговой поляризацией вращение вектора $\vec{H}^+(t)$ происходит по часовой стрелке, если смотреть по направлению

постоянного магнитного поля, и совпадает с направлением вращения вектора намагниченности \vec{M} . У волны левого вращения вектор $\vec{H}^-(t)$ вращается против часовой стрелки по отношению к \vec{H}_0 .

Покажем, что для волн с круговой поляризацией магнитная проницаемость феррита является скалярной величиной, но она различна для волн с правым и левым вращением. Для правовращающейся волны

$$\dot{\vec{H}}^+ = H_m (\vec{x}_0 - j\vec{y}_0) e^{-jk^+z} e^{j\omega t}, \quad (4.5)$$

где k^+ – это коэффициент фазы волны правого вращения, рад/м;

H_m – амплитуда напряженности магнитного поля, А/м.

Из уравнений (4.2), (4.3) и при учете $\dot{H}_y^+ = -j\dot{H}_x^+$ имеем:

$$\begin{aligned} \dot{B}_x^+ &= \mu_0 (\mu_{\perp} \dot{H}_x^+ - j\chi \dot{H}_y^+) = \mu_0 (\mu_{\perp} - \chi) \dot{H}_x^+ = \mu_0 \mu^+ \dot{H}_x^+, \\ \dot{B}_y^+ &= \mu_0 (j\chi \dot{H}_x^+ - \mu_{\perp} \dot{H}_y^+) = \mu_0 (\mu_{\perp} - \chi) \dot{H}_y^+ = \mu_0 \mu^+ \dot{H}_y^+. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Магнитная проницаемость для правовращающейся волны является скалярной величиной, и ее относительное значение равно:

$$\mu^+ = 1 - \frac{f_m}{f - f_0}. \quad (4.7)$$

Аналогично можно показать, что при распространении волны левой круговой поляризации напряженность магнитного поля

$$\dot{\vec{H}}^- = H_m (\vec{x}_0 + j\vec{y}_0) e^{-jk^-z} e^{j\omega t}. \quad (4.8)$$

Магнитная проницаемость феррита для волны левого вращения также скалярная величина и равна:

$$\mu^- = 1 - \frac{f_m}{f + f_0}. \quad (4.9)$$

При распространении электромагнитных волн в намагниченном феррите существуют тепловые потери, обусловленные магнитным гистерезисом (сдвиг по фазе между векторами \vec{B} и \vec{H}). Эти потери учитываются введением мнимой части в магнитную проницаемость:

$$\dot{\mu}^+ = \mu'_+ - j\mu''_+, \quad \dot{\mu}^- = \mu'_- - j\mu''_-. \quad (4.10)$$

Зависимость относительных магнитных проницаемостей от величины подмагничивающего поля H_0 с учетом магнитных потерь качественно показана на рис. 4.1.

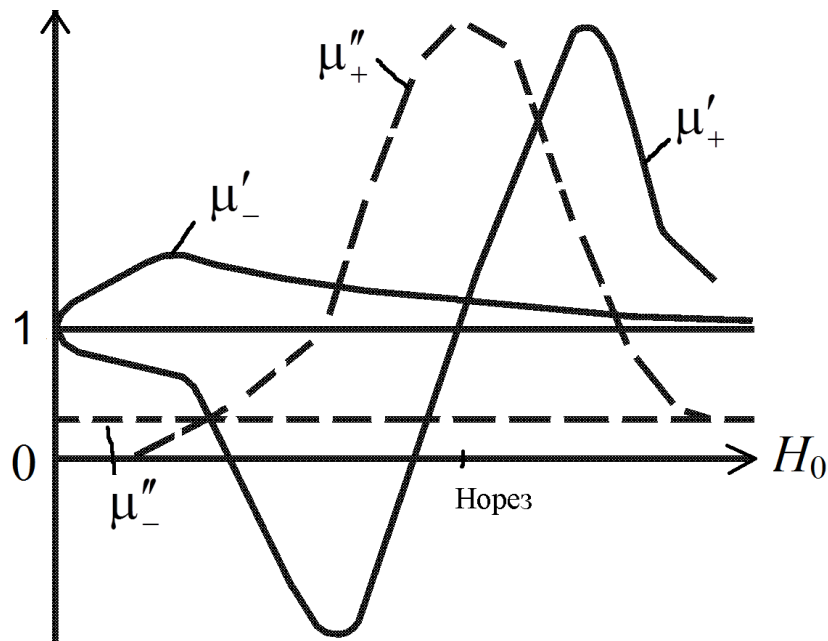


Рис. 4.1. Магнитная проницаемость феррита

Для волн левой круговой поляризации, когда векторы $\vec{H}^-(t)$ и \vec{M} вращаются в противоположных направлениях, не происходит интенсивного взаимодействия между электромагнитным полем и подмагниченным ферритом, и магнитная проницаемость слабо зависит от величины постоянного поля. При распространении волн правой круговой поляризации, когда векторы $\vec{H}^+(t)$ и \vec{M} вращаются в одном направлении, с ростом H_0 частота собственной прецессии ω_0 приближается к частоте вынужденной прецессии ω , и резко возрастает амплитуда прецессии – это явление *ферромагнитного резонанса*. Волна с правой круговой поляризацией испытывает при $\omega_0 = \omega$ резонансное поглощение. При этом растут потери, которые ограничивают беспредельный рост амплитуды прецессии при $\omega_0 = \omega$.

Поскольку для волн с правым и левым вращением магнитные проницаемости различны, то разными будут волновые числа и фазовые скорости, определяемые следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
k^+ &= \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_a^+}, & k^- &= \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_a^-}, \\
V_\Phi^+ &= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a \mu_a^+}}, & V_\Phi^- &= \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_a \mu_a^-}}.
\end{aligned}
\tag{4.11}$$

Различие в фазовых скоростях у волн с левым и правым вращением приводит к сдвигу фаз между этими волнами. При сложении волн с правой и левой поляризациями результирующий линейно поляризованный вектор $\vec{H}(t)$ поворачивается на некоторый угол. Плоскость, проходящая через вектор $\vec{H}(t)$ и направление распространения волны, называется *плоскостью поляризации*. Явление поворота плоскости поляризации линейно поляризованной волны, распространяющейся в феррите вдоль подмагничивающего поля, называется *эффектом Фарадея*. Эффект Фарадея обычно используется в области слабых магнитных полей $H_0 \ll H_{\text{рез}}$, где потери, связанные с ферромагнитным резонансом, малы, а магнитная проницаемость $\mu'_+ > 0$. Рассмотрим эффект Фарадея без учета потерь в ферритовой среде. В силу различия коэффициентов фазы волны с правым и левым вращением по прохождению расстояния l в феррите будут иметь разный набег по фазе:

$$\varphi^+ = k^+ l, \quad \varphi^- = k^- l. \tag{4.12}$$

Из графиков на рис. 4.1 видно, что $\mu'_- > \mu'_+$ при $H_0 < H_{\text{рез}}$, следовательно, и $\varphi^- > \varphi^+$. Ориентация векторов \vec{H} , \vec{H}^+ , \vec{H}^- в пространстве в некоторый фиксированный момент времени показана на рис. 4.2. По прохождению расстояния l в феррите волны с правым и левым вращением складываются с разными фазами и вновь дают линейно поляризованную волну, плоскость поляризации которой будет повернута на угол θ (рис. 4.2):

$$\theta = \frac{1}{2}(\varphi^+ + \varphi^-) - \varphi^+ = \frac{1}{2}(k^- - k^+)l. \tag{4.13}$$

Подставляя в (4.13) волновые числа право- и левополяризованных волн, получим:

$$\theta = \frac{\pi \sqrt{\varepsilon}}{\lambda_0} (\sqrt{\mu_\perp + \chi} - \sqrt{\mu_\perp - \chi}) l. \tag{4.14}$$

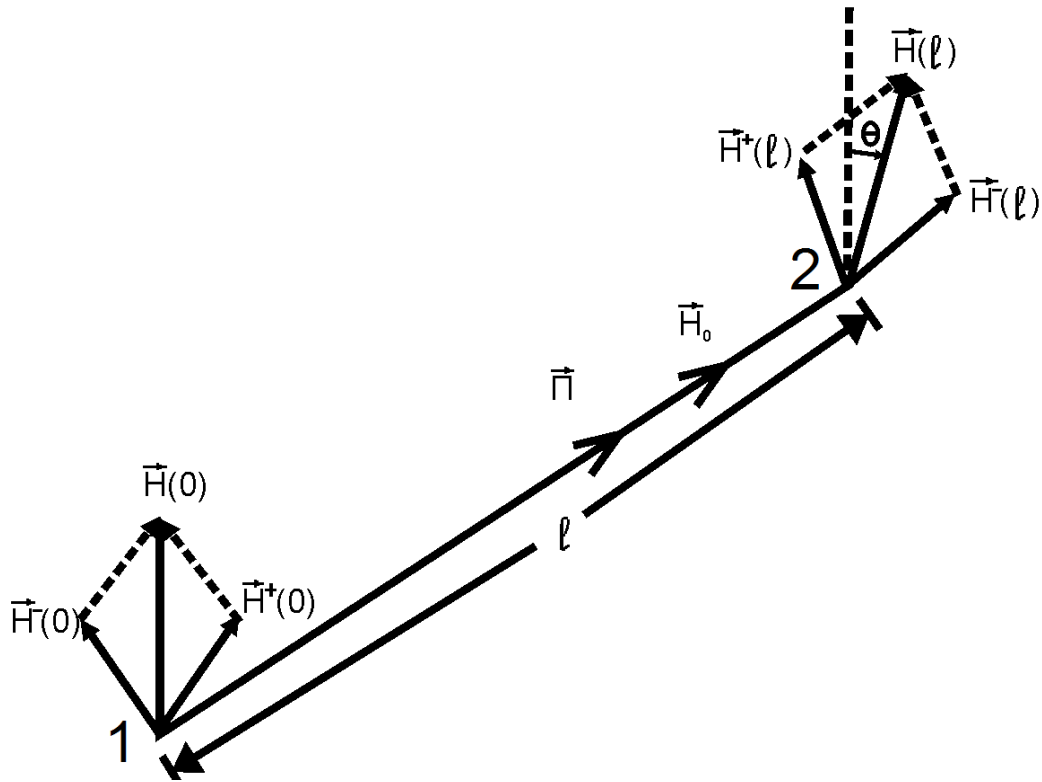


Рис. 4.2. Поворот плоскости поляризации

При слабом намагничивании $H_0 \ll H_{\text{рез}}$ ($f \gg f_0$) можно принять $\mu_{\perp} \approx 1$, $\chi \ll 1$ и упростить формулу (4.14), раскладывая оба слагаемых в ряды и учитывая два первых члена разложения:

$$\theta = \frac{\pi\sqrt{\varepsilon}}{\lambda_0} \chi \cdot l = \frac{\pi\sqrt{\varepsilon}}{\lambda_0} \frac{f_M}{f} l = \frac{\pi\sqrt{\varepsilon}}{c} \gamma M_0 l, \quad (4.15)$$

где c – фазовая скорость волны в вакууме, $c = f \cdot \lambda_0 = 3 \cdot 10^8$ м/с.

В принятом приближении угол поворота по формуле (4.15) не зависит от частоты, а главным образом определяется намагниченностью феррита и более слабо зависит от его диэлектрической проницаемости. При учете магнитных и электрических (за счет проводимости σ) потерь волновые числа будут комплексными:

$$\dot{k}^+ = k'_+ - jk''_+, \quad \dot{k}^- = k'_- - jk''_-, \quad (4.16)$$

и угол поворота плоскости поляризации будет определяться только реальными частями волновых чисел:

$$\theta = \frac{1}{2} (k'_- - k'_+) l. \quad (4.17)$$

Различие коэффициентов затухания (k_-, k_+) для волн с правой и левой круговыми поляризациями приводит к тому, что эти волны по прохождению ферритовой среды будут иметь не только разные фазы, но и разные амплитуды и при сложении образуют волну эллиптически поляризованную.

Поворот плоскости поляризации происходит по часовой стрелке, если смотреть по полю \vec{H}_0 , и не зависит от направления распространения волны. Пусть в точке 1 антенна излучает поле вертикальной линейной поляризации. При прохождении волны через намагниченную ферритовую среду ее плоскость поляризации поворачивается на угол θ . В точке 2 приемная антенна, ориентированная под углом θ , извлекает из поля максимальную мощность.

При работе на передачу второй антенны излученная под углом θ волна, проходя через намагниченную ферритовую среду, поворачивает плоскость своей поляризации еще раз на угол θ . Таким образом, поляризация поля около приемной антенны в точке 1 будет повернута на угол 2θ . Таким образом, условия распространения волны между антеннами в прямом и обратном направлениях неодинаковы, намагниченная ферритовая среда обладает невзаимными свойствами.

Все сказанное выше относится к распространению плоской линейно поляризованной волны в неограниченной ферритовой среде. В устройствах СВЧ ферритовые элементы используются в виде стержней, пластин, дисков или шаров и обычно помещаются в волноводах. Для вычисления угла поворота плоскости поляризации волны, распространяющейся по волноводу, необходимо знать волновые числа двух волн круговой поляризации с разными направлениями вращения:

$$\theta = \frac{1}{2}(\beta^- - \beta^+) l. \quad (4.18)$$

Волновые числа β^- и β^+ будут определяться не только ферритом (как в случае безграничной среды), но и поперечными размерами волновода и типом волны. В данной работе используется круглый волновод с основной волной H_{11} . Вблизи оси волновода поляризация волны H_{11} по вектору \vec{H} близка к линейной с горизонтальной плоскостью поляризации (рис. 4.3).

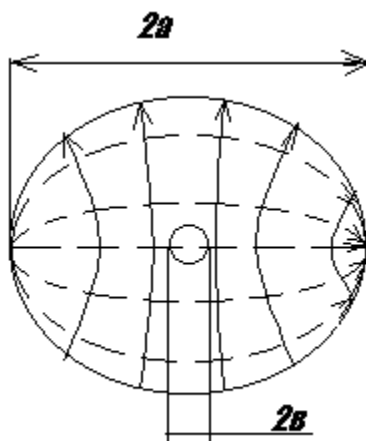


Рис. 4.3. Волна H_{11} в волноводе со стержнем

Тонкий ферритовый стержень радиусом b , много меньшим радиуса волновода a , и длиной l помещается на оси волновода. Расчет волновых чисел β^- , β^+ и угла поворота плоскости поляризации (4.18) проводится приближенным методом. Вдали от резонанса $H_0 \ll H_{\text{рез}} (f \gg f_0)$ можно использовать следующую приближенную формулу для расчета угла поворота плоскости поляризации в круглом волноводе:

$$\theta = 1,05\beta_0 \left(\frac{b}{a}\right)^2 \frac{1}{f} \gamma M_0 l, \quad (4.19)$$

где β_0 – волновое число волны H_{11} в круглом волноводе без ферритового стержня, рад/м:

$$\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{3,41a}\right)^2}. \quad (4.20)$$

Для тонких ферритовых стержней угол поворота (4.19) в первом приближении не зависит от диэлектрической проницаемости феррита и линейно связан с намагниченностью феррита M_0 . В лабораторной работе угол поворота плоскости поляризации θ измеряется экспериментально в зависимости от величины подмагничивающего поля H_0 . Исследование эффекта Фарадея позволяет также построить кривую намагничивания $M_0 = f(H_0)$ по экспериментально снятой зависимости $\theta = f(H_0)$. Вид этой зависимости для ферритовых стержней различных диаметров приведен на рис. 4.4. При небольших полях H_0 угол поворота

растет достаточно быстро. При дальнейшем увеличении постоянного магнитного поля феррит из ненасыщенного состояния переходит в насыщение, и угол поворота слабо зависит от величины поля. В данной лабораторной работе при исследовании эффекта Фарадея предлагается использовать экспериментальные значения угла θ для построения кривой намагничивания ферритового стержня с применением формулы (4.19).

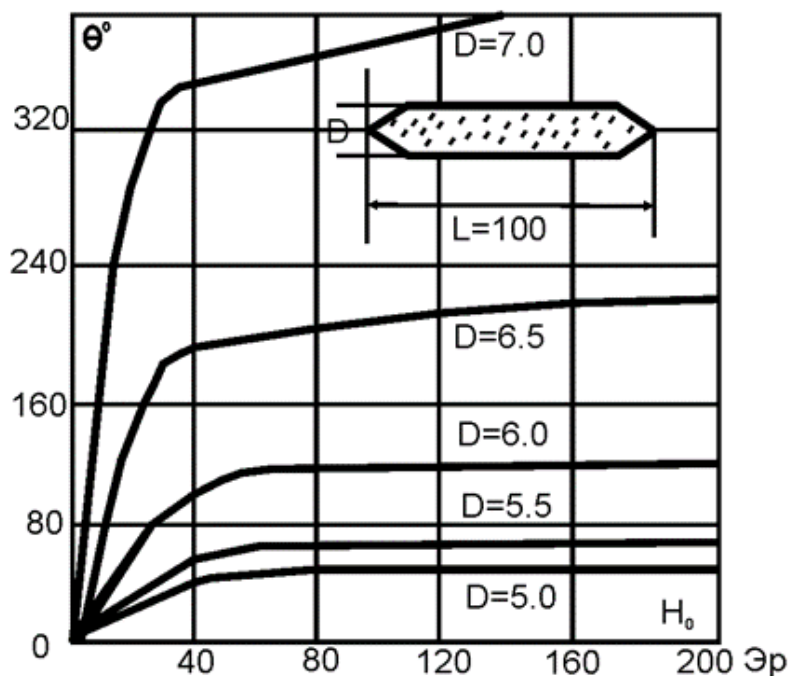


Рис. 4.4. Кривые намагничивания ферритовых стержней

В волноводах применяются тонкие ферритовые стержни с отношением $b/a = 0,15 \dots 0,30$. Увеличение радиуса стержня b свыше $0,3a$ не приводит к существенному увеличению угла поворота плоскости поляризации на единицу длины стержня, так как за счет высокой диэлектрической проницаемости ферритов в тонких стержнях сосредоточена основная доля передаваемой мощности. Кроме того, при увеличении толщины стержня увеличиваются потери в феррите и ухудшается согласование с волноводом.

4.2. Описание лабораторной установки

Лабораторная установка изображена на рис. 4.5. Схема лабораторной установки показана на рис. 4.6. Модулированные по амплитуде высокочастотные колебания от генератора поступают через коаксиально-волноводный переход 1 в

плавный переход 2 от прямоугольного волновода к круглому 3. Переход преобразует основную волну H_{10} прямоугольного волновода в основную волну H_{11} круглого волновода. На оси круглого волновода 3 находится ферритовый стержень 4, установленный в пенопластовой втулке 5. К ферриту прикладывается постоянное магнитное поле, создаваемое катушкой 6, намотанной на круглый волновод 3. Величина и направление постоянного магнитного поля \vec{H}_0 регулируются величиной и направлением постоянного тока, подводимого от блока питания 14.

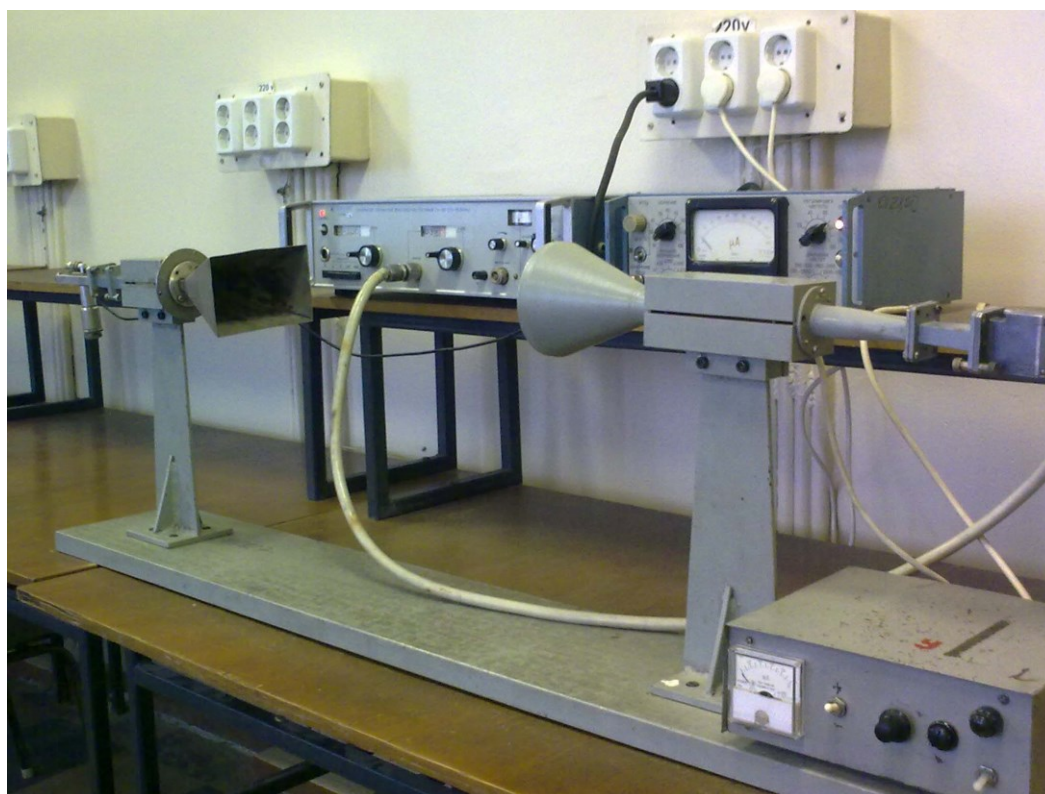


Рис. 4.5. Лабораторная установка для исследования эффекта Фарадея

После прохождения круглого волновода с ферритовым стержнем волна излучается из конического рупора 7. Излученная волна принимается пирамидальным рупором 8. Рупор 8 может вращаться вокруг продольной оси в поворотном устройстве 10. Угол поворота отсчитывается по шкале 9. Сигнал из рупора 8 поступает в детекторную секцию 11, откуда низкочастотная огибающая сигнала подается на измерительный усилитель. Вся установка собрана на едином основании 12 с помощью стоек 13.

На данной установке исследуется эффект Фарадея, то есть поворот плоскости поляризации волны H_{11} при изменении намагниченности стержня. Методика измерения угла поворота плоскости поляризации дана в лабораторном задании. Для фиксированного угла поворота плоскости поляризации снимается поляризационная кривая (зависимость сигнала от угла поворота приемного прямоугольного рупора) для определения вида поляризации в месте расположения ферритового стержня.

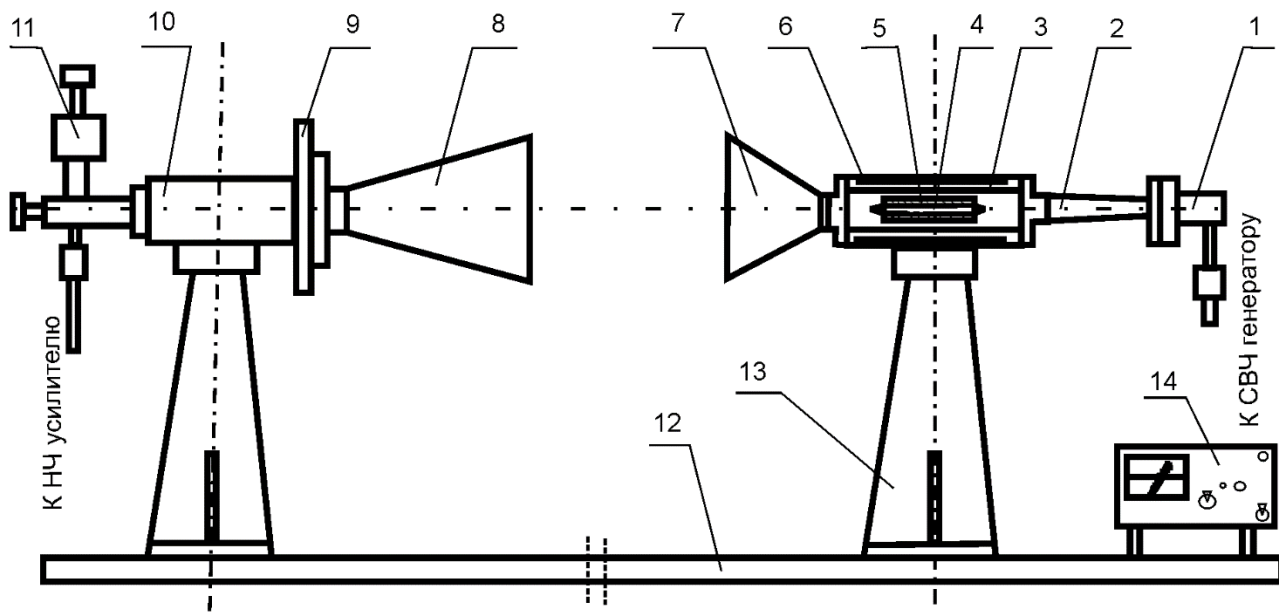


Рис. 4.6. Лабораторная установка

Рупорная антенна 8 построена на базе прямоугольного волновода и возбуждается составляющей вектора напряженности электрического поля \vec{E} , нормальной к широкой стенке рупора. При вращении рупора вокруг продольной оси сигнал на усилителе будет пропорционален проекции вектора \vec{E} на узкую стенку рупора. Поэтому форма поляризационной кривой не совпадает с годографом вектора \vec{E} (рис. 4.7). В кривую вписан поляризационный эллипс с коэффициентом эллиптичности

$$r = \sqrt{\frac{U_{\min}}{U_{\max}}}, \quad (4.21)$$

где U_{\min} , U_{\max} – минимальное и максимальное показания усилителя при повороте приемного рупора.

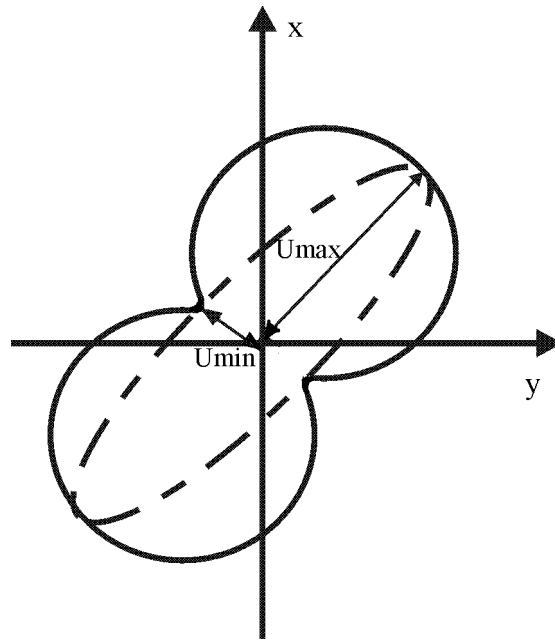


Рис. 4.7. Поляризационная кривая (сплошная линия) и годограф вектора \vec{E} (пунктирная линия)

4.3. Домашнее задание

Расчет проводится по вариантам, указанным в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Варианты заданий

№ бригады	1	2	3	4	5	6
Частота, МГц	9000	9100	9200	9300	9400	9500

1. Определить диапазон частот, при котором в круглом волноводе диаметром $2a = 21$ мм распространяется только основная волна.

2. Рассчитать зависимость напряженности постоянного магнитного поля от величины тока в катушке:

$$H_0 = \frac{nI}{\sqrt{L^2 + D^2}}, \quad (4.22)$$

изменяя величину тока I от 0 до 0,6 А с шагом 0,1 А. Длина катушки $L = 140$ мм, средний диаметр катушки $D = 30$ мм, число витков $n = 1500$.

3. Для максимального значения магнитного поля H_0 , рассчитанного в п. 2, вычислить частоту собственной прецессии f_0 и сравнить ее с частотой поля.

4.4. Лабораторное задание

1. Включить генератор СВЧ и измерительный усилитель. Установить на генераторе частоту согласно табл. 4.1. Установить ослабление на выходном аттенюаторе генератора (ручка «-dB») 20 дБ.

2. Установить нуль шкалы на измерительном усилителе с помощью тумблера и ручки установки нуля. При измерениях показания стрелочного индикатора измерительного усилителя снимаются при положении делителя входного напряжения « $\times 10$ ». В ходе эксперимента сигнал может уменьшаться и, если показания усилителя составляют менее 10 единиц, то переключатель делителя входного напряжения устанавливается в положение « $\times 1$ ». Таким образом, показания измерительного усилителя необходимо регулировать переключателем делителя входного напряжения.

3. Снять зависимость угла поворота $\theta_{\text{пов}}$ плоскости поляризации от величины постоянного тока в катушке, намотанной на круглый волновод и создающей внутри него постоянное магнитное поле. Измерения $\theta_{\text{пов}}$ проводить по минимуму сигнала на усилителе, так как в районе минимума сигнал изменяется более заметно, чем в районе максимума.

Установить на блоке питания ток $I = 0$, повернуть приемный рупор до минимума сигнала на усилителе и записать угол поворота рупора $\theta_{\text{нач}}$. Начальный угол $\theta_{\text{нач}}$ – это условный нуль для определения угла поворота плоскости поляризации. Установить ток $I = 0,1$ А. При этом сигнал возрастает. Повернуть рупор в сторону уменьшения сигнала до его минимума и записать угол поворота плоскости поляризации $\theta_{\text{пов}} = \theta_{\text{руп}} - \theta_{\text{нач}}$. Измерения продолжить при токе $I = 0,2$ А, 0,3 А, 0,4 А, 0,5 А, 0,6 А. Качественно построить график зависимости угла поворота плоскости поляризации $\theta_{\text{пов}}$ от тока, пропорционального величине постоянного магнитного поля, подмагничивающего ферритовый стержень. Определить максимальный угол поворота плоскости поляризации $\theta_{\text{повmax}}$.

4. Снять поляризационную кривую – зависимость уровня сигнала от угла поворота рупора.

4а. Повернуть плоскость поляризации на угол $\theta_1 = 0,5\theta_{\text{повmax}}$. Установить ток $I = 0$ и определить вновь $\theta_{\text{нач}}$, поворачивая рупор до минимума сигнала. Приемный рупор установить в положение $\theta_{\text{руп}} = \theta_{\text{нач}} + 0,5\theta_{\text{повmax}}$ и током добиться минимума сигнала на усилителе (если при введении тока сигнал увеличивается, сменить направление тока). Записать значения тока I , сигнала U_{min} и угла $\theta_{\text{руп}}$.

4б. Начиная с этого угла $\theta_{\text{руп}}$ и минимального сигнала U_{min} , снять зависимость сигнала (следить за переключателем входного напряжения на усилителе) от угла поворота рупора в пределах 360° с шагом 15° . Качественно построить поляризационную кривую в полярной системе координат.

5. Проверить невзаимность устройства:

5а. Повернуть плоскость поляризации на угол $\theta_2 = 45^\circ$ (**по методике пункта 4а**). Записать минимальный сигнал U_1 и показания аттенюаторов генератора (γ_1 в децибелах).

5б. Сменить направление распространения волны на обратное. Для этого отсоединить детекторную секцию 11 от поворотного устройства рупора 10 и коаксиально-волноводный переход 1 от плавного перехода 2 прямоугольного волновода к круглому волноводу. Детекторную секцию подсоединить к переходу 2, а коаксиальный кабель от генератора – к поворотному устройству рупора 10. Теперь волна излучается рупором и принимается круглым волноводом. В силу невзаимности устройства с ферритом сигнал на усилителе возрастает. Записать величину сигнала U_2 . Аттенюатором генератора добиться прежних показаний на усилителе (U_1 в пункте 5а), по показаниям аттенюатора определить ослабление в децибелах значение γ_2 . Разница $(\gamma_1 - \gamma_2)$ дБ служит оценкой невзаимного изменения коэффициента передачи между передающим и приемным устройствами.

4.5. Содержание отчета

Отчет должен содержать следующие элементы.

1. Цель работы.
2. Схему лабораторной установки согласно Приложению 1.
3. Расчеты и графики, выполненные в домашнем задании с формулировкой пунктов задания.

4. Результаты экспериментов в виде таблиц и графиков с формулировкой пунктов лабораторного задания. Поляризационная кривая строится в полярной системе координат с нанесением радиальной и угловой сеток. Поляризационная кривая строится по нормированным значениям $\tilde{U} = \sqrt{U/U_{\max}}$.

5. Выводы, содержащие сравнение теоретических и экспериментальных результатов.

4.6. Вопросы для самопроверки

1. Свойства намагниченных ферритов, применяемых на СВЧ.
2. При какой ориентации вектора $\vec{H}(t)$ электромагнитной волны относительно постоянного подмагничивающего поля \vec{H}_0 феррит не проявляет анизотропные свойства?
3. Как зависит магнитная проницаемость феррита от величины H_0 для волн с круговой поляризацией?
4. Что такое эффект Фарадея, и чем он обусловлен?
5. Можно ли реализовать эффект Фарадея в прямоугольном волноводе с волной H_{10} ?
6. Какую поляризацию по магнитному полю имеет волна H_{11} в центре круглого волновода?
7. Определение угла поворота плоскости поляризации в бесконечной ферритовой среде.
8. Поясните зависимость угла поворота плоскости поляризации от величины H_0 .
9. Что такое поляризационная кривая? Как выглядят кривые в полярной системе координат для волн с линейной, круговой и эллиптической поляризациями?
10. Схема измерительной установки и назначение входящих в нее приборов.
11. Каков порядок выполнения данной лабораторной работы?
12. Как проверяется невзаимность устройства в данной работе?

5. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК И ПАРАМЕТРОВ ЛИНИЙ С ВОЛНАМИ ТИПА Т И КВАЗИ Т

Цель работы – ознакомиться с основами работы с программами для расчета характеристик полосковых и коаксиальных линий передачи на примере бесплатного пакета программ «Amanogawa».

5.1. Домашнее задание

1. Рассчитать зависимость волнового сопротивления Z , Ом, от ширины микрополосковой линии w , мм, (рис. 5.1) с заданными параметрами подложки (табл. 5.1) в диапазоне ширин линии от 0,05 до 5 мм по формуле

$$Z = \frac{377h}{w\sqrt{\varepsilon} \left[1 + 1,735\varepsilon^{-0,0724} \left(\frac{w}{h} \right)^{-0,836} \right]}, \quad (5.1)$$

где h – толщина подложки, мм;

w – ширина полоски, мм.

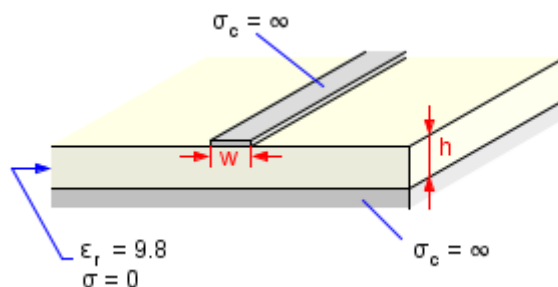


Рис. 5.1. Поперечное сечение микрополосковой линии

Построить рассчитанную зависимость в виде графика. Определить по графику ширину полоски w_{50} , мм, соответствующую волновому сопротивлению линии 50 Ом.

2. Определить эффективную диэлектрическую проницаемость подложки $\varepsilon_{эф}$ для $w = w_{50}$ из следующей формулы

$$\varepsilon_{эф} = \frac{\varepsilon + 1}{2} + \frac{\varepsilon - 1}{2} \left(1 + \frac{10h}{w} \right)^{-1/2}. \quad (5.2)$$

3. Рассчитать и построить зависимость длины волны в линии $\lambda_{\text{л}}$, мм, от частоты в полосе от 1 до 10 ГГц, используя соотношение

$$\lambda_{\text{л}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}}, \quad (5.3)$$

где λ_0 – длина волны в свободном пространстве, мм, $\lambda_0 = c / f$;

c – скорость света в вакууме, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с;

f – частота, Гц.

4. Рассчитать коэффициент фазы в полосковой линии β , рад/м, на заданной в табл. 5.1 частоте по формуле

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{л}}}. \quad (5.4)$$

Таблица 5.1

Подложки микрополосковых линий

№ вар.	Диэлектрик подложки	h , мм	ϵ	$\text{tg}\delta$	Частота, ГГц
1	Арилокс с наполнителем ФЛАН-10	2	10	$1,5 \times 10^{-3}$	1
2	Фторопласт ФФ-4	1	2,1	$0,3 \times 10^{-3}$	2
3	Арилокс с наполнителем ФЛАН-3,8	1	3,8	$1,2 \times 10^{-3}$	1
4	Фторопласт армированный ФАФ-4	1	2,6	1×10^{-3}	2
5	Арилокс с наполнителем ФЛАН-5	2	5	$1,2 \times 10^{-3}$	1
6	Стеклотекстолит	2	4,5	$2,5 \times 10^{-4}$	2

5. Для заданной относительной диэлектрической проницаемости ϵ заполнения коаксиальной линии (рис. 5.2) и радиуса по изоляции b , мм, (табл. 5.2) рассчитать и построить в виде графика зависимость волнового сопротивления Z , Ом, от радиуса внутреннего проводника a , мм, изменяя его в пределах от $0,1b$ до b , используя формулу

$$Z = \frac{138}{\sqrt{\epsilon}} \lg \left(\frac{b}{a} \right). \quad (5.5)$$

Определить радиус внутреннего проводника a , мм, при котором достигается заданное в табл. 5.2 волновое сопротивление коаксиальной линии.

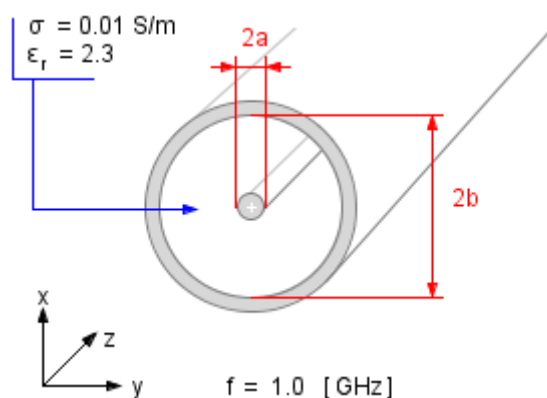


Рис. 5.2. Поперечное сечение коаксиальной линии

Таблица 5.2

Коаксиальные линии передачи

Вариант	Маркировка кабеля	Диаметр по изоляции $2b$, мм	Волновое сопротивление Z , Ом	Диэлектрик изоляции	Относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_r	Тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$
1	РК-50-3-11	2,95	50	Полиэтилен	2,28	$0,7 \cdot 10^{-3}$
2	РК-75-4-11	4,6	75	Полиэтилен	2,28	$0,7 \cdot 10^{-3}$
3	РК-50-4-21	4,6	50	Фторопласт-4	2,05	$0,3 \cdot 10^{-3}$
4	РК-75-7-21	7,25	75	Фторопласт-4	2,05	$0,3 \cdot 10^{-3}$
5	РК-75-9-16	9,0	75	Полиэтилен	2,28	$0,7 \cdot 10^{-3}$
6	РК50-7-12	7,25	50	Полиэтилен	2,28	$0,7 \cdot 10^{-3}$

6. Рассчитать и построить зависимость длины волны в коаксиальной линии

$\lambda_{\text{л}}$, мм, от частоты в диапазоне от 1 до 10 ГГц по формуле

$$\lambda_{\text{л}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}}. \quad (5.6)$$

7. Рассчитать коэффициент фазы в коаксиальной линии β , рад/м, на заданной в табл. 5.1 частоте по формуле

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{л}}}. \quad (5.7)$$

8. Рассчитать удельную проводимость заполняющего коаксиальную линию диэлектрика σ , См/м, на частотах от 1 до 10 ГГц с шагом в 1 ГГц по формуле

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma}{\omega \epsilon_a}, \quad (5.8)$$

где $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь из табл. 5.2;

ϵ_a – абсолютная диэлектрическая проницаемость диэлектрика изоляции, Ф/м, $\epsilon_a = \epsilon \epsilon_0$;

ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

9. Рассчитать и построить график зависимости коэффициента затухания основной волны в коаксиальной линии, обусловленного потерями в диэлектрике, в децибелах на метр (дБ/м) от частоты в диапазоне от 1 до 10 ГГц по формуле

$$\alpha_d = 8,686 \cdot \frac{\pi}{\lambda_0} \operatorname{tg} \delta \sqrt{\epsilon}. \quad (5.9)$$

5.2. Исследование микрополосковой линии

Используемое в лабораторной работе программное обеспечение позволяет рассчитать и исследовать параметры несимметричной полосковой линии с квази T -волной:

– на заданной частоте f рассчитать ширину полоски линии с заданным волновым сопротивлением $Z_0 = 50$ Ом; эффективную диэлектрическую проницаемость ϵ_{eff} , фазовую скорость u_p и длину λ квази T -волны;

– в диапазоне частот рассчитать волновое сопротивление линии, эффективную диэлектрическую проницаемость подложки, ширину полоски.

Исходными данными для лабораторной работы являются частота, толщина подложки и ее диэлектрическая проницаемость. Задание выполняется в соответствии с табл. 5.1.

Лабораторное задание

1. Для начала работы с пакетом прикладных программ необходимо воспользоваться инструкциями [3] для обеспечения возможности запуска приложения на компьютере, после чего открыть файл по ссылке [4]. После запуска появится интерфейс лабораторной работы (рис. 5.3).

2. В левом верхнем углу изображена несимметричная полосковая линия с указанием геометрических размеров: ширины полоски w и толщины

диэлектрической подложки h . Удельная проводимость металлической полоски и экрана $\sigma_s = \infty$, удельная проводимость диэлектрической подложки $\sigma_2 = 0$, заданные по умолчанию, в ходе работы не изменяются.

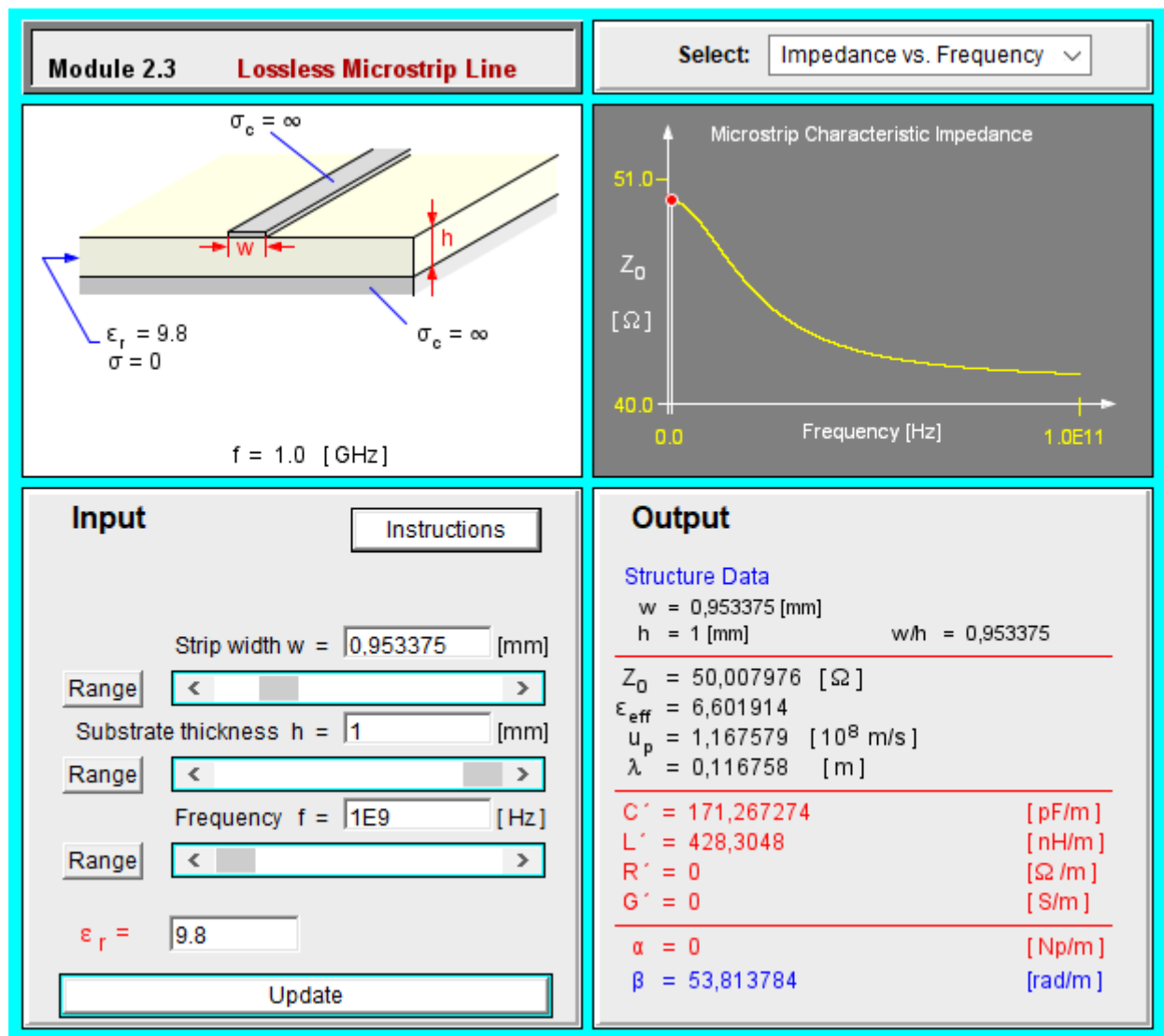


Рис. 5.3. Интерфейс лабораторной работы

3. В левом нижнем углу, в поле, расположенном рядом с ϵ_r , введите с помощью клавиатуры значение диэлектрической проницаемости подложки из табл. 5.1 согласно своему варианту. Введите в текстовое поле *Frequency* (частота) значение частоты. В программе используется экспоненциальная запись частоты в виде MEp , где M – мантисса, E – exponent, означающее умножение на десять в степени p (порядок): например, $5E9$ означает $5 \cdot 10^9$. Нажмите на кнопку *Range* (диапазон), расположенную слева от ползунка, меняющего значение *Substrate thickness* (толщина подложки). В появившемся окне впишите минимальное

значение толщины «0.1» в поле *Minimum* (минимум), после чего нажмите кнопку *Update* (обновить). После надписи « $h =$ », введите значение толщины подложки из табл. 5.1. Нажмите на кнопку *Range* слева от ползунка *Strip width* (ширина полоски). В появившемся окне впишите минимальное значение ширины 0,05 мм («0.05»), а максимальное – 5 мм («5») после чего нажмите кнопку *Update* (обновить).

4. Подберите ширину полоски w так, чтобы линия имела волновое сопротивление $Z_0 = 50$ Ом. Для этого, меняя ширину полоски с помощью ползунка, нужно добиться того, чтобы в правом поле *Output* (выходные данные) волновое сопротивление Z_0 было равно 50 Ом с точностью до десятых долей. Из поля *Output* запишите найденную ширину w , мм, волновое сопротивление Z_0 , Ом, с точностью до десятых долей, эффективную диэлектрическую проницаемость ϵ_{eff} , фазовую скорость волны в линии u_p , м/с, длину волны в линии λ , мм, коэффициент фазы в линии β , рад/м. Сравните полученные значения с рассчитанными в домашнем задании.

5. Измените диапазон частот, нажав на кнопку *Range*. В появившемся окне впишите максимальное значение частоты 10 ГГц (1E10) в поле *Maximum* и минимальное значение 1 ГГц (1E9) в поле *Minimum*, после чего нажмите кнопку *Update*. Сохраните график, расположенный в правом верхнем углу и озаглавленный *Impedance vs. Frequency* (волновое сопротивление от частоты). Объясните полученную зависимость.

6. В правом верхнем углу нажмите на надпись *Impedance vs. Frequency* и выберите следующую строку *Impedance vs. Strip Width* (волновое сопротивление от ширины полоски). Сохраните график. Объясните полученную зависимость.

7. Измените диапазон частот, нажав на кнопку *Range*. В появившемся окне впишите максимальную частоту 1 ГГц (1E9) в поле *Maximum* и минимальную 0 в поле *Minimum*, после чего нажмите *Update*. В правом верхнем углу нажмите на надпись *Impedance vs. Strip Width* и выберите следующую строку *Permittivity vs. Frequency* (эффективная диэлектрическая проницаемость от частоты). Сохраните график. Объясните полученную зависимость.

Установите диапазон частот от 1 до 100 ГГц. Сохраните полученный при этом график зависимости эффективной диэлектрической проницаемости от частоты. Объясните полученную зависимость.

8. В правом верхнем углу нажмите на надпись *Permittivity vs. Frequency* и выберите следующую строку *Permittivity vs. Strip Width* (эффективная диэлектрическая проницаемость от ширины полосы). Сохраните график зависимости эффективной диэлектрической проницаемости от ширины полосы. Объясните полученную зависимость.

5.3. Исследование коаксиальной линии передачи

Используемое в лабораторной работе программное обеспечение позволяет рассчитать и исследовать параметры коаксиальной линии с T -волной:

– на заданной частоте f рассчитать радиус внутреннего проводника для заданного волнового сопротивления, коэффициент фазы β и длину T -волны λ , коэффициент затухания, обусловленного потерями в диэлектрике, α .

Исходными данными для лабораторной работы являются радиус внешнего проводника, волновое сопротивление, параметры заполняющего линию диэлектрика. Задание выполняется в соответствии с табл. 5.2. Частота берется из табл. 5.1.

Лабораторное задание

1. Для начала работы необходимо открыть файл по ссылке [5] чтобы перейти к программе для расчета характеристик коаксиальных кабелей. После запуска появится интерфейс лабораторной работы (рис. 5.4).

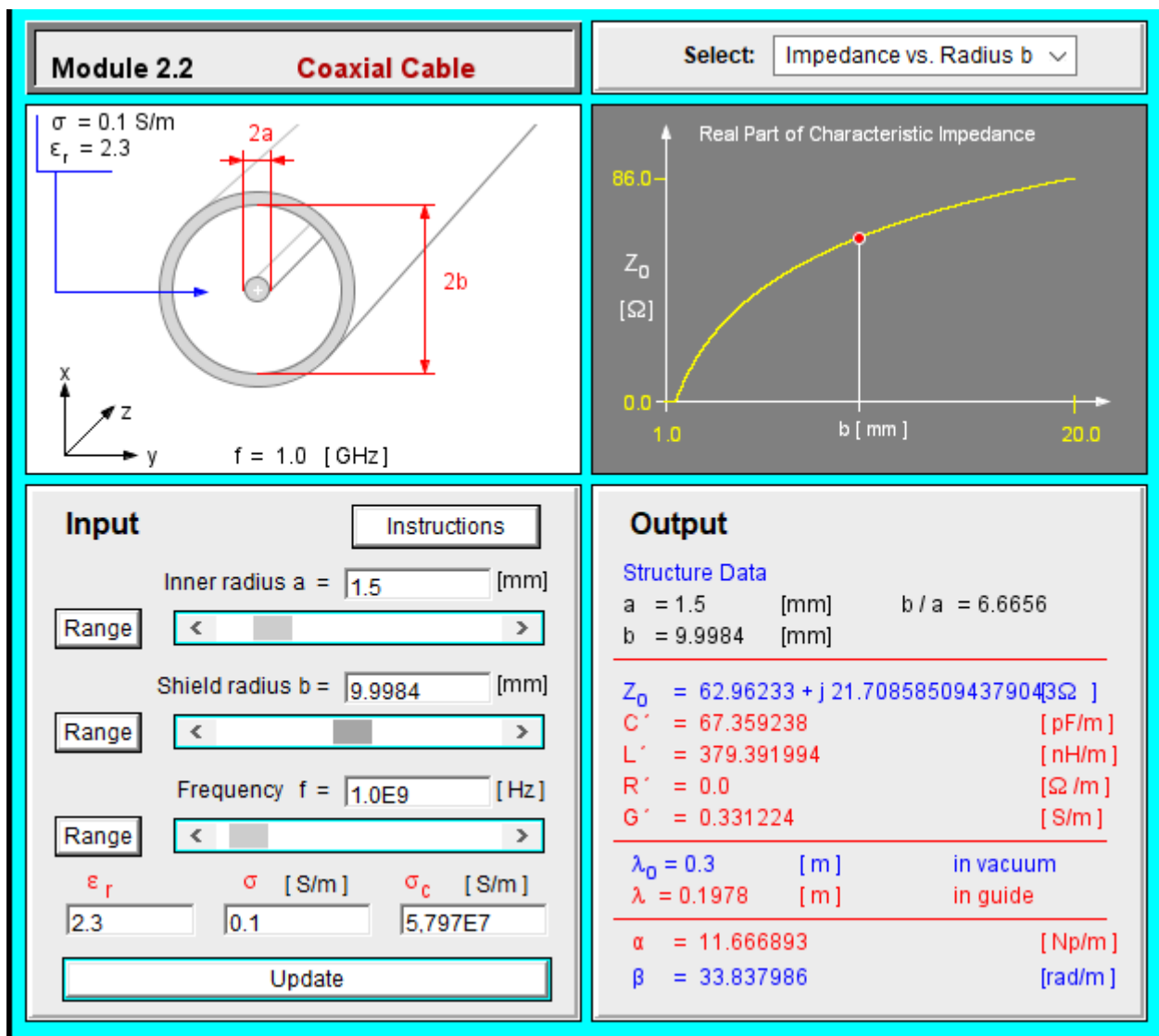


Рис. 5.4. Интерфейс лабораторной работы

2. В левом верхнем углу программы изображена коаксиальная линия с указанием геометрических размеров линии: $2a$ – диаметр внутреннего проводника, мм, $2b$ – диаметр по изоляции, мм; указаны параметры диэлектрика, заполняющего кабель: σ – удельная проводимость диэлектрика, См/м, ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика.

3. В левом нижнем окне *Input* (входные данные) в строке *Shield radius* (радиус по изоляции) после надписи « $b=$ » введите с помощью клавиатуры значение радиуса по изоляции b , мм, согласно номеру варианта. Ниже расположено окно для ввода ϵ_r , в которое с помощью клавиатуры необходимо ввести значение диэлектрической проницаемости диэлектрика согласно номеру варианта. Рядом с ним необходимо ввести рассчитанное в домашнем задании значение удельной

проводимости диэлектрика σ , См/м. Значение удельной проводимости проводника σ_c , См/м, можно оставить без изменений, т.к. программа его не учитывает при расчетах. Над окном ввода радиуса по изоляции находится окно ввода радиуса внутреннего проводника (*Inner radius*). Нажмите на кнопку *Range* (диапазон), расположенную слева от ползунка, меняющего значение радиуса внутреннего проводника. В появившемся окне впишите минимальное значение радиуса 0.1 в окно *Minimum* (минимум), после чего нажмите кнопку *Update*. После ввода всех величин необходимо нажать кнопку *Update*.

4. Подберите значение радиуса внутреннего проводника так, чтобы получить волновое сопротивление линии, указанное в табл. 5.2 для вашего варианта. Для этого, меняя величину радиуса внутреннего проводника при помощи ползунка, расположенного в левом нижнем окне *Input* (входные данные), под надписью *Inner radius* (радиус внутреннего проводника), добейтесь, чтобы в правом нижнем окне *Output* (выходные данные) волновое сопротивление Z_0 стало равно указанному в табл. 5.2 значению для вашего варианта с точностью до десятых долей. Запишите полученный радиус внутреннего проводника. Сравните его с рассчитанным в домашнем задании.

5. В правом верхнем окне построен график *Impedance vs. Radius b* (волновое сопротивление от радиуса внешнего проводника). Сохраните график. Сравните его с рассчитанным в домашнем задании. Объясните полученную зависимость.

6. В правом верхнем окне нажмите на надпись *Impedance vs. Radius b* и выберите строку *Impedance vs. Radius a* (волновое сопротивление от радиуса внутреннего проводника). Ниже появится график зависимости волнового сопротивления от радиуса внутреннего проводника. Сохраните график. Сравните его с рассчитанным в домашнем задании. Объясните полученную зависимость.

7. В окне *Output* (выходные данные) в первом блоке выводятся входные данные. Запишите с экрана волновое сопротивление Z_0 , Ом, длину волны в вакууме λ_0 , мм, длину волны в линии λ , мм, коэффициент фазы β , рад/м. Сравните полученные значения с рассчитанными в домашнем задании.

8. В правом нижнем углу найдите коэффициент затухания, обусловленного потерями в диэлектрике, α , Нп/м. Запишите значения коэффициента затухания, выставляя в окне, расположенном слева в блоке *Input* (входные данные), после надписи « f =» частоты последовательно от 1 до 10 ГГц с шагом 1 ГГц, и соответствующую частоте удельную проводимость диэлектрика, рассчитанную в домашнем задании. После каждого изменения величины текущей частоты и удельной проводимости нажимайте кнопку *Update*. По полученным значениям постройте график зависимости коэффициента затухания в децибелах на метр (дБ/м) от частоты (1 Нп = 8,686 дБ). Сравните его с рассчитанным в домашнем задании. Объясните полученную зависимость.

5.4. Содержание отчета

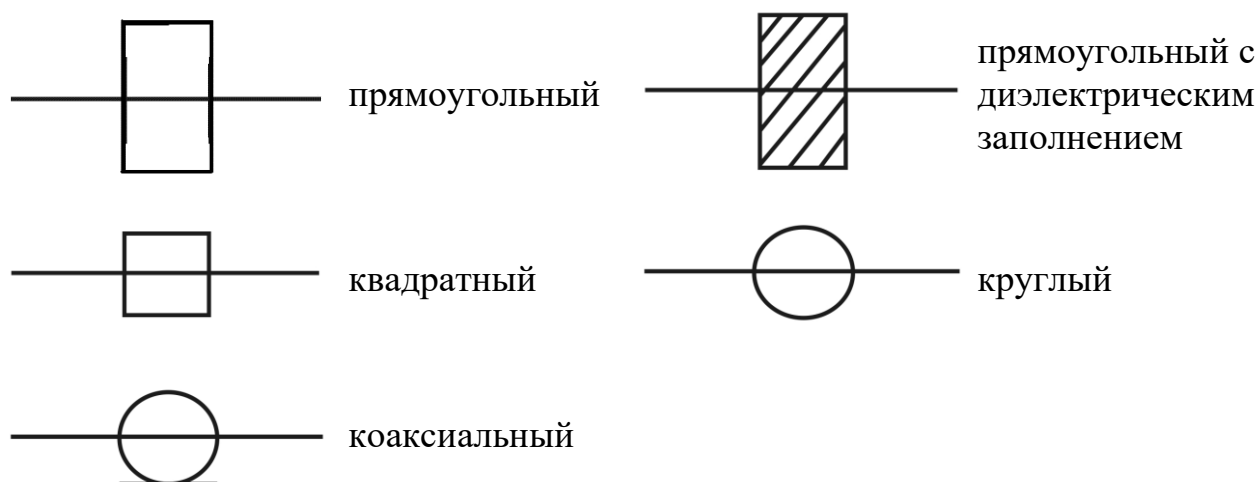
1. Титульный лист.
2. Цель работы.
3. Эскизы поперечных сечений микрополосковой и коаксиальной линий с указанием размеров.
4. Заданные параметры микрополосковой и коаксиальной линий согласно варианту из табл. 5.1 и 5.2.
5. Расчеты и графики из домашнего задания.
6. Полученные результаты и их анализ отдельно по каждому пункту задания.
7. Выводы по работе.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

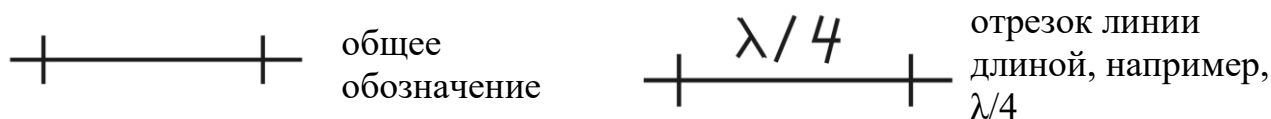
1. Баскаков, С.И. Электродинамика и распространение радиоволн / С.И. Баскаков. – М. : Высшая школа, 1992. – 416 с.
2. Вольман, В.И. Техническая электродинамика / В.И. Вольман, Ю.В. Пименов, А.В. Муравцев. – М. : Связь, 2000. – 480 с.
3. Enabling Java Web Start Applications for the PC [инструкции по запуску модулей]. — Текст : электронный // Applied electromagnetics 8e textbook website : [официальный сайт]. — URL: http://em8e.eecs.umich.edu/jws/win_instructions.html (дата обращения: 28.10.2021).
4. Interactive Modules -- Java Web Start Applications : Lossless Microstrip Line [анализ микрополосковых линий] / Umberto Ravaioli. — URL: http://em8e.eecs.umich.edu/jws/ch2/mod2_3/mod2_3_webstart.jnlp (дата обращения: 28.10.2021). — Электронная программа : электронная.
5. Interactive Modules -- Java Web Start Applications : Coaxial Cable [анализ коаксиальных кабелей] / Umberto Ravaioli. — URL: http://em8e.eecs.umich.edu/jws/ch2/mod2_2/mod2_2_webstart.jnlp (дата обращения: 28.10.2021). — Электронная программа : электронная.

Графическое обозначение линий и элементов СВЧ (ГОСТ 2.721-74)

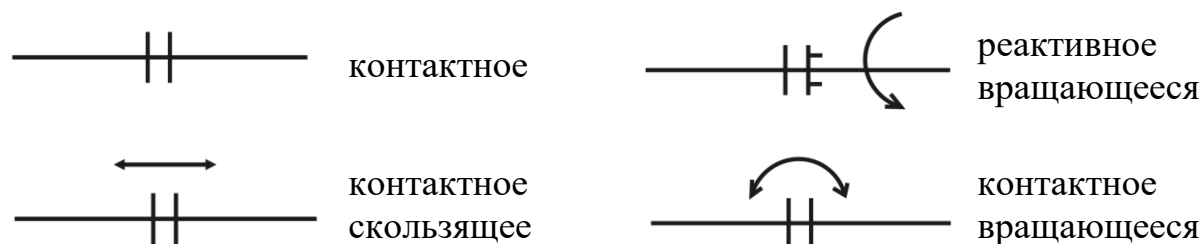
1. Волноводы:



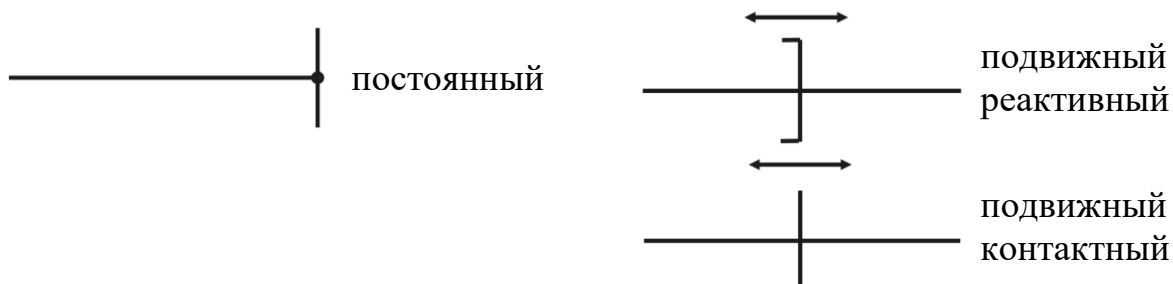
2. Отрезок волновода с характерными свойствами:



3. Соединение волноводов:



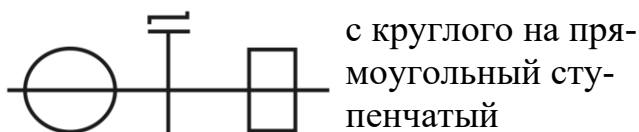
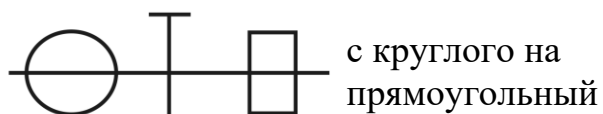
4. Короткозамыкатели:



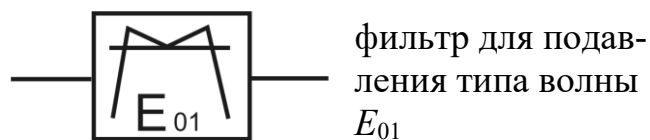
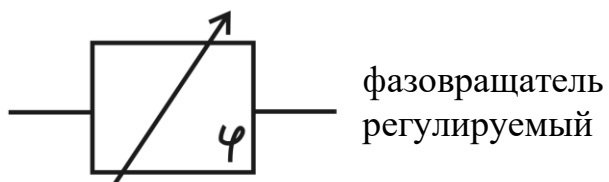
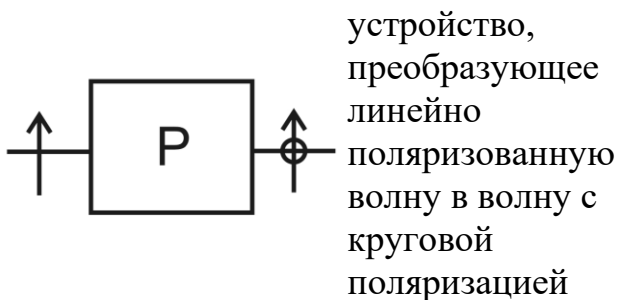
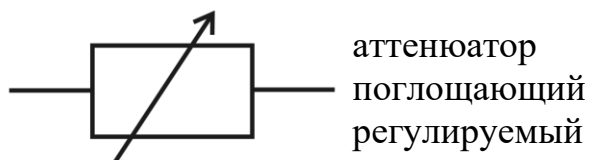
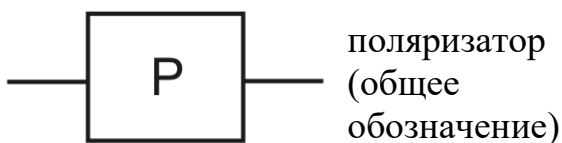
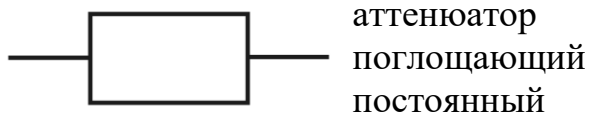
5. Нагрузка поглощающая окончная:



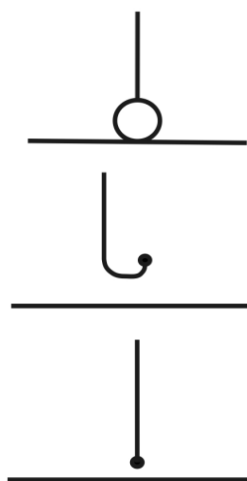
6. Переход с одного типа волновода на другой:



7. Четырехполюсники СВЧ:



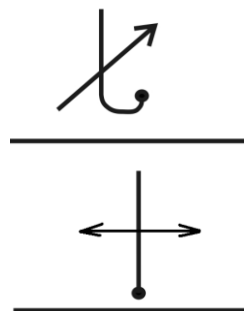
8. Элементы связи с волноводом:



через
отверстие

петля

зонд



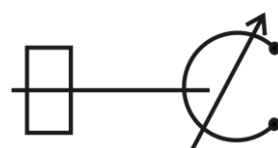
регулируемый
элемент связи,
например, петля

зонд подвижный,
соединенный с
волноводом

9. Резонаторы:

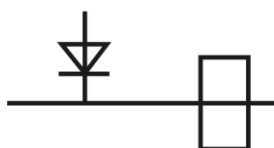


ненастраиваемый
резонатор,
связанный с
коаксиальной
линией через петлю

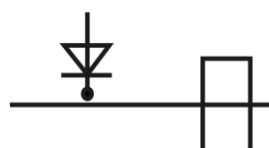


настраиваемый
резонатор,
связанный с
прямоугольным
волноводом

10. Включение полупроводникового диода в волновод:

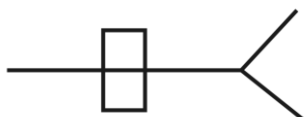


непосредственно



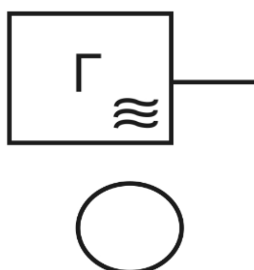
через зонд

11. Антенна:

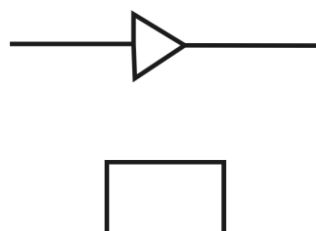


антенна рупорная, питаемая прямоугольным волноводом

12. Устройство:



генератор
синусоидальных
сигналов,
перестраиваемый
измерительный
прибор,
показывающий



усилитель

измерительный
прибор,
регистрирующий

Генератор и измерительный усилитель

В лабораторных работах в качестве источника колебаний используется генератор СВЧ Г4-83 (рис. П2.1). Диапазон частот работы генератора от 7,5 до 10,5 ГГц. Уровень выходного сигнала с калиброванного выхода от 10^{-12} до 10^{-3} Вт. Внутренняя модуляция – меандр с частотой 1 кГц.



Установка
частоты

Точная установка
выходной мощности
с помощью
аттенюатора

Грубая установка
выходной мощности

Рис. П2.1. Генератор СВЧ Г4-83

В качестве измерительного устройства используется измеритель, показанный на рис. П2.2. Устройство измеряет уровень сигнала в диапазоне звуковых частот. В лабораторных работах он применяется для измерения напряжения частотой 1 кГц, используемого при модуляции СВЧ-генератора.



Установка
нуля

Плавная
регулировка
чувствительности
измерителя

Ступенчатая
регулировка
чувствительности
измерителя

Установка диапазона
частот измеряемых
сигналов

Рис. П2.2. Измерительный усилитель