



Кафедра конструирования
и производства радиоаппаратуры

В.Г. Козлов, В.С. Корогодов, А.С. Шостак

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

по курсу “Техническая электродинамика” (специальность 210201 – Проектирование и технология радиоэлектронных средств), “Основы электродинамики и распространение радиоволн ” (специальность 160905 – Техническая эксплуатация транспортного радиооборудования), “Антенны и устройства СВЧ”, (специальность 160905 - Техническая эксплуатация транспортного радиооборудования)

Томск 2012

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

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ
УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ (ТУСУР)

В.Г. Козлов, В.С. Корогодов, А.С. Шостак

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

по курсу “Техническая электродинамика” (специальность 210201 – Проектирование и технология радиоэлектронных средств), “Основы электродинамики и распространение радиоволн ” (специальность 160905 – Техническая эксплуатация транспортного радиооборудования), “Антенны и устройства СВЧ”, (специальность 160905 - Техническая эксплуатация транспортного радиооборудования)

2012

Рецензент: профессор кафедры КИПР ТУСУР, д. т. н. Татаринов В.Н.

Технический редактор: доцент кафедры КИПР ТУСУР,
к. т. н. Озеркин Д.В.

В.Г. Козлов, В.С. Корогодов, А.С. Шостак. Лабораторный практикум по курсу “Техническая электродинамика” (специальность 210201 – Проектирование и технология радиоэлектронных средств), “Основы электродинамики и распространение радиоволн ” (специальность 160905 – Техническая эксплуатация транспортного радиооборудования), “Антенны и устройства СВЧ”, (специальность 160905 - Техническая эксплуатация транспортного радиооборудования)

Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2012 – 134 с.

Содержит теоретическую и практическую части. Теоретическую часть следует рассматривать как обязательное дополнение к конспекту лекций, но, по методическим соображениям включенную в лабораторный практикум. С другой стороны, теоретическая часть это тот минимум знаний, который необходим студенту для выполнения лабораторной работы. Практическая часть включает одиннадцать лабораторных работ. Количество и вид лабораторных работ выполняются студентами в соответствии с рабочими программами по специальностям.

© В.Г. Козлов, В.С. Корогодов, А.С. Шостак 2012

© Кафедра КИПР Томского государственного
университета систем управления и
радиоэлектроники, 2012

Содержание

Введение	6
Часть 1: Теоретические основы	7
Глава 1. Краткий анализ линий передачи	7
1.1 Линии передачи СВЧ - энергии и их классификация	7
1.2 Классификация направляемых волн в линии передачи СВЧ энергии	8
1.3 Уравнение Гельмгольца	9
1.4 Скалярный электрический потенциал.....	11
1.5 Общие свойства волн типа Т.....	12
1.6 Отрезок волновода с Т - волной как четырехполюсник	13
1.7 Входное сопротивление нагруженного отрезка волновода.....	15
1.8 Нормированная матрица передачи	16
1.9 Волновая матрица рассеяния	17
1.10 Связь между элементами матрицы рассеяния и передачи.....	19
1.11 Анализ Т-волн методом длинных линий	20
1.12 Эквивалентность между волноводом и длинной линией	22
Глава 2. Объемные резонаторы.....	23
2.1 Основные классы объемных резонаторов	23
2.2 Прямоугольный объемный резонатор.....	25
2.3 Круглый цилиндрический объемный резонатор.....	27
2.4 Микрополосковый объемный резонатор	29
2.5 Способы возбуждения и включения объемных резонаторов.....	32
2.6 Микрополосковый фильтр	33
2.7 СВЧ диплексер на микрополосковых резонаторах	35
Глава 3. Устройства СВЧ с намагниченным ферритом	39
3.1 Анизотропные среды.....	39
3.2 Ферромагнитный резонанс	40
3.3 Тензор магнитной проницаемости намагниченного феррита.....	41
3.4 Поперечное распространение ЭМВ в намагниченном феррите. Эффект Каттон - Мутона.....	43
3.5 Продольное распространение ЭМВ в намагниченном феррите. Эффект Фарадея	45
3.6 Эффект "смещения поля".....	47
3.7 Вентиль на эффекте "смещения поля"	49
3.8 Вентиль на эффекте ферромагнитного резонанса	50
3.9 Ферритовый циркулятор.....	51
3.10 Ферритовый фазовращатель.....	52
Глава 4. Средства измерений на СВЧ	53
4.1 Классификация измерительных приборов	53
4.2 Измерительная линия и методики измерений параметров СВЧ трактов	53

4.3 Панорамный измеритель коэффициента стоячей волны (КСВН).....	59
4.4 Оконечные согласованные нагрузки (вид Э9)	61
4.5 Атенюаторы.....	62
4.6 Направленные ответвители (вид Э5).....	63
4.7 Рупорная антенна (вид П6).....	63
Часть вторая: Практическая часть	66
Глава 5. Лабораторные работы	66
5.1 Исследование параметров двухполюсников на СВЧ	66
5.2 Измерение параметров материалов по измерению полного входного сопротивления отрезка линии передачи с образцом	75
5.3 Измерение коэффициента отражения от плоских объектов в свободном пространстве.....	85
5.4 Измерение параметров четырехполюсников на СВЧ	89
5.5 Исследование параметров ферритовых вентиляей.....	96
5.6 Исследование параметров Y - циркуляторов	99
5.7 Исследование параметров СВЧ резонаторов	105
5.8 Измерение характеристик полосковых СВЧ фильтров.....	114
5.9 Измерение характеристик СВЧ диплексера	119
5.10 Измерение диаграммы направленности ДН и коэффициента усиления КУ пирамидального рупора	120
5.11. 1 Исследование поляризационной характеристики антенны.....	124
по дисциплине “Антенны и устройства СВЧ”	124
Приложение.....	129
П 1. Воздействие электромагнитных полей на живой организм	129
П 2. Принципы защиты от электромагнитного излучения	133
П 3. Защита от излучений радиотехнического оборудования и приборов ...	134
П 4. Некоторые правила безопасности.....	135
П 5. Средства индивидуальной защиты	135
Заключение	136
Литература.....	Ошибка! Закладка не определена.

Введение

Лабораторный практикум ставит целью дать студентам навыки самостоятельной практической работы по измерению основных характеристик микроволновых устройств.

Для исследования прохождения рабочего типа волны по сложному волноводному тракту широко применяют метод волновых матриц рассеяния и передачи, а объектом измерений являются коэффициенты отражения и прохождения, которые характеризуют волновой процесс и устанавливают связь между падающими, отраженными и прошедшими через микроволновое устройство волнами рабочего типа. Поэтому в данный практикум включены работы, в которых исследуемый объект может быть представлен в виде четырехполюсника или набора четырехполюсников (Y - циркулятор, например).

Второй блок работ предполагает дать навыки измерения материальных констант вещества, которые в общем случае есть величины комплексные и частотнозависимые.

Третий блок работ посвящен измерению параметров невзаимных устройств (вентиль, циркулятор).

Наконец, четвертый блок лабораторных работ, позволяет получить навыки расчета микроволновых устройств. В частности, предполагается самостоятельно рассчитать, изготовить и исследовать основные характеристики объемного, микрополоскового резонатора, являющегося неотъемлемой частью СВЧ - фильтров, диплексеров и других устройств.

В лабораторный практикум включен тот минимум теоретических знаний, который позволяет студенту выполнить лабораторную работу. Соответствующие разделы этих глав могут рассматриваться как учебное пособие при самостоятельной подготовке к лабораторной работе по заданию преподавателя.

Аудиторные занятия могут проводиться только со студентами, успешно получившими зачет по вопросам охраны труда при обслуживании установок с электромагнитным излучением (Приложение).

Часть 1: Теоретические основы

Глава 1. Краткий анализ линий передачи.

1.1 Линии передачи СВЧ - энергии и их классификация

Устройство, ограничивающее область, в которой распространяются электромагнитные волны, и направляющее поток электромагнитной энергии в заданном направлении (например, от генератора к антенне), называют линией передачи. Линия передачи имеет границы раздела, вдоль которых и происходит распространение направляемых ею электромагнитных волн.

Основные типы регулярных линий передачи можно разделить на две группы - открытые линии и волноводы. Поперечное сечение открытой линии не имеет замкнутого проводящего (металлического) контура, охватывающего снаружи область распространения электромагнитной энергии. Поэтому в открытых линиях поле направляемой волны не экранировано снаружи и существует в пространстве, окружающем линию. Основными типами таких линий передачи являются: симметричная двухпроводная линия, выполненная из круглых проводов; полосковая линия, состоящая из параллельных металлических полосок, разделенных диэлектрической прокладкой; однопроводная линия в виде круглого провода и, возможно, провода с диэлектрическим покрытием; диэлектрическая линия, представляющая собой стержень из диэлектрика.

Поперечное сечение волновода имеет замкнутый проводящий контур, охватывающий снаружи область распространения электромагнитной энергии. Поэтому в случае волноводов поле направляемой волны не существует в пространстве, окружающем линию передачи.

Основными типами волноводов являются: коаксиальный круглый волновод, состоящий из соосных круглых провода и экрана; прямоугольный; круглый; П-образный; H-образный и эллиптический волноводы.

Линии передачи СВЧ- энергии должны удовлетворять следующим требованиям:

1. Во всей полосе частот, занимаемой сигналом, передача энергии вдоль линии должна осуществляться бегущими волнами только одного типа (называемого рабочим).
2. Линия передачи должна пропускать необходимую мощность без пробоя.
3. При большой длине линии передачи затухание волн в ней должно быть минимальным.

4. Размеры поперечного сечения и масса линии должны быть минимальными. С учетом этих требований, отметим, что симметричную двухпроводную линию целесообразно применять на метровых и более длинных волнах, полосковые и однопроводные линии - на дециметровых и сантиметровых волнах, прямоугольный, круглый и эллиптический волноводы - на сантиметровых и миллиметровых волнах, диэлектрическую линию - на миллиметровых и более коротких волнах.

1.2 Классификация направляемых волн в линии передачи СВЧ энергии

Анализ общего случая распространения волн по передающей линии показал, что существуют два класса волн.

К первому классу относятся волны, которые имеют только поперечные составляющие поля; не обладают дисперсией; не имеют критической частоты и могут, поэтому, распространяться на всех частотах, включая постоянный ток. Такие волны называются поперечными электромагнитными, или волнами типа ТЕМ. К числу волн типа ТЕМ относятся волны в свободном пространстве, а также волны основного типа в открытых линиях, коаксиальном волноводе и некоторых других передающих линиях. Отметим, что в микрополосковых линиях, с диэлектрическим заполнением возможно появление продольных составляющих поля, поэтому в этом случае имеем дело с квази-Т-волнами.

Второй класс волн в передающих линиях характеризуется наличием не только поперечных, но и продольных составляющих поля; существованием дисперсии; существованием конечной критической длины волны. Распространение волн второго класса возможно только на частотах, удовлетворяющих условию $f > f_{кр}$.

Волны, имеющие наряду с поперечными составляющими поля продольную составляющую магнитного поля H_z при $E_z = 0$, называются поперечными электрическими волнами (так как электрические силовые линии целиком лежат в плоскости поперечного сечения линии). Поперечные электрические волны сокращенно называют волнами типа ТЕ или волнами типа Н.

С другой стороны, поперечными магнитными волнами или волнами типа ТМ называются волны, имеющие кроме поперечных составляющих поля, также продольную составляющую электрического поля E_z при равенстве нулю продольной составляющей магнитного поля H_z . Поперечные магнитные волны часто называют также «электрическими» или волнами типа Е.

В общем случае по всякой однородной передающей линии могут распространяться независимо друг от друга бесчисленное множество типов волн, различающихся критической длиной волны $\lambda_{кр}$ и структурой электромагнитного поля. Волна, для которой величина $\lambda_{кр}$ является наибольшей, а

критическая частота - наименьшей, называется низшей волной. При практической работе на СВЧ используются, в основном, волны низших типов.

1.3 Уравнение Гельмгольца

Однородное дифференциальное уравнение

$$\nabla^2 \cdot U + k^2 \cdot U = 0 \quad (1.1)$$

известно под названием уравнения Гельмгольца, или уравнения колебаний. Здесь k^2 - постоянная, роль которой в различных случаях различна.

Рассмотрим случай, в котором функция $U(x,y,z) = U(x)$ т.е. не зависит от координат y и z . В этом случае уравнение Гельмгольца переходит в обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + k^2 \cdot U = 0 \quad (1.2)$$

Общее решение уравнения (1.2) может быть записано в следующих двух формах:

$$U = \begin{cases} A \cdot \cos(k \cdot x) + B \cdot \sin(k \cdot x), \\ P \cdot e^{-j \cdot k \cdot x} + Q \cdot e^{+j \cdot k \cdot x}, \end{cases} \quad (1.3)$$

где A , B и P, Q - константы, которые могут быть найдены из граничной задачи. Первая форма записи общего решения соответствует гармоническим колебаниям в тригонометрической форме записи, а вторая - записи через комплексные амплитуды.

Пусть поставлена граничная задача для уравнения (1.2) на отрезке $0 \leq x \leq a$ с условиями:

$$U(0) = 0 \text{ и } U(a) = 0.$$

В соответствии с первым граничным условием мы должны положить в (1.3) $A = 0$, а согласно второму должно быть $\sin k \cdot a = 0$ или $k \cdot a = n \cdot \pi$ ($n = 1, 2, 3 \dots n$). Поэтому граничная задача имеет следующее множество решений:

$$U_n = B \cdot \sin(k_n \cdot x), \quad k_n = n \cdot \frac{\pi}{a}, \quad (1.4)$$

Каждое решение реализуется при вполне определенном значении постоянной k . Говорят, что решения U_n образуют систему собственных функций данной задачи, а k_n называется соответствующими им собственными значениями.

Обращаясь к интересующим нас электромагнитным полям, покажем, что уравнения Максвелла могут быть сведены к уравнению Гельмгольца.

Рассмотрим бесконечное трехмерное пространство с заданными электродинамическими параметрами $\tilde{\epsilon}_a, \mu_a$, одинаковыми во всех точках пространства. Предположим, что свободные электрические заряды отсутствуют,

так что их объемная плотность $\rho = 0$. Электромагнитный процесс, гармонически изменяющийся во времени с частотой ω , характеризуется комплексными амплитудами полей \vec{E} и \vec{H} , которые удовлетворяют системе уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} 1. \operatorname{rot} \vec{H} &= j \cdot \omega \cdot \tilde{\epsilon}_a \cdot \vec{E}; & 2. \operatorname{rot} \vec{E} &= -j \cdot \omega \cdot \mu_a \cdot \vec{H}; \\ 3. \operatorname{div} \vec{E} &= 0; & 4. \operatorname{div} \vec{H} &= 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Применим операцию rot к обеим частям уравнения 2, а затем воспользуемся выражением $\operatorname{rot} \vec{H}$ из уравнения 1:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = -j \cdot \omega \cdot \mu_a \cdot \operatorname{rot} \vec{H} = \omega^2 \cdot \tilde{\epsilon}_a \cdot \mu_a \cdot \vec{E} \quad (1.6)$$

По определению:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E}$$

В силу уравнения (1.3) имеем:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E}$$

Тогда уравнение (1.6) преобразуется к виду:

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \cdot \tilde{\epsilon}_a \cdot \mu_a \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.7)$$

Введем параметр γ , в общем случае комплексный, удовлетворяющий соотношению:

$$\gamma^2 = -\omega^2 \cdot \tilde{\epsilon}_a \cdot \mu_a \quad (1.8)$$

Окончательно, уравнение (1.7) примет вид:

$$\nabla^2 \vec{E} - \gamma^2 \vec{E} = 0. \quad (1.9)$$

Уравнение (1.9) есть уравнение Гельмгольца относительно комплексной амплитуды вектора напряженности электрического поля, а параметр γ представляет собой коэффициент распространения плоской волны.

Очевидно, что для электромагнитной волны будет справедливо и уравнение относительно комплексной амплитуды вектора напряженности магнитного поля:

$$\nabla^2 \vec{H} - \gamma^2 \vec{H} = 0. \quad (1.10)$$

Уравнения (1.9) и (1.10) являются однородными (с нулевой правой частью) векторными дифференциальными уравнениями второго порядка. Каждое из них эквивалентно трем дифференциальным уравнениям в частных производных относительно декартовых проекций комплексных амплитуд векторов поля.

1.4 Скалярный электрический потенциал

Векторное поле \vec{A} называют потенциальным, если:

$$\vec{A} = -\text{grad}\varphi \quad (1.11)$$

где функцию φ называют скалярным потенциалом поля \vec{A} . Знак минус вызван тем обстоятельством, что в физических задачах принято направлять вектор \vec{A} в сторону убывания потенциала φ .

Необходимым и достаточным условием потенциальности поля является равенство:

$$\text{rot}\vec{A} = 0 \quad (1.12)$$

Для электростатических полей в изотропных линейных однородных диэлектриках имеет место система уравнений электростатики:

$$\text{rot}\vec{E} = 0, \quad \text{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_a} \quad (1.13)$$

Первое уравнение системы (1.13) представляет собой потенциальность электростатического поля \vec{E} , которое согласно (1.12) может быть выражено через свой скалярный электрический потенциал $\varphi_3(\mathbf{R})$:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi_3 \quad (1.14)$$

Если вместо потенциала $\varphi_3(\mathbf{R})$ ввести другой потенциал $\varphi_3(\mathbf{R}) + \varphi_0$, где φ_0 - произвольная постоянная величина, не зависящая от координат, то по формуле (1.14) получим одно и то же поле \vec{E} . Следовательно, значения электрического потенциала могут быть определены не однозначно, а с точностью до произвольной постоянной.

Для установления связи между потенциалом φ_3 и объемной плотностью заряда ρ подставим \vec{E} из (1.14) во второе уравнение (1.13); получим:

$$\nabla^2\varphi_3 = -\frac{\rho}{\varepsilon_a} \quad (1.15)$$

Дифференциальное уравнение (1.15) называют скалярным уравнением Пуассона. В тех областях поля, где $\rho = 0$, уравнение (1.15) переходит в скалярное уравнение Лапласа:

$$\nabla^2\varphi_3 = 0 \quad (1.16)$$

Уравнение Пуассона можно рассматривать как частный случай скалярного уравнения Гельмгольца (1.1) при $k = 0$, решение которого запишется:

$$\varphi(\vec{\mathbf{R}}) = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_a \cdot R} \cdot \int_V \rho_{\text{ст}}(\vec{\mathbf{R}}') dv = \frac{Q_{\text{ст}}}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_a \cdot R} \quad (1.17)$$

где $Q_{\text{ст}}$ - полный заряд, распределенный в объеме V . Тогда:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi_3 = -\frac{\partial\varphi}{\partial R} \cdot \vec{\mathbf{R}}^\circ = \frac{Q_{\text{ст}}}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_a \cdot R^2} \cdot \vec{\mathbf{R}}^\circ \quad (1.18)$$

Согласно (1.17) и (1.18) потенциал убывает на бесконечности как $1/R$, а напряженность поля - как $1/R^2$.

1.5 Общие свойства волн типа Т

Существование волн типа Т следует непосредственно из решений уравнений Максвелла.

Пусть гармоническая электромагнитная волна Т - типа распространяется в пространстве, заполненном однородной средой с постоянными, не зависящими от частоты электродинамическими параметрами ϵ_a , μ_a . Волна распространяется вдоль оси z прямоугольной декартовой системы координат. Поскольку, по определению, $\vec{E}_z = \vec{H}_z = 0$, первые два уравнения Максвелла $\text{rot} \vec{H} = j \cdot \omega \cdot \epsilon_a \cdot \vec{E}$, $\text{rot} \vec{E} = -j \cdot \omega \cdot \mu_a \cdot \vec{H}$ принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \dot{H}_y}{\partial z} &= j \cdot \omega \cdot \epsilon_a \cdot \dot{E}_x ; & \frac{\partial \dot{H}_x}{\partial z} &= j \cdot \omega \cdot \epsilon_a \cdot \dot{E}_y ; \\ \frac{\partial \dot{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \dot{H}_x}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \dot{E}_y}{\partial z} &= -j \cdot \omega \cdot \mu_a \cdot \dot{H}_x ; & \frac{\partial \dot{E}_x}{\partial z} &= -j \cdot \omega \cdot \mu_a \cdot \dot{H}_y ; \\ \frac{\partial \dot{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \dot{H}_x}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \quad (1.20)$$

Каждая из проекций векторов такого электромагнитного поля удовлетворяет уравнению Гельмгольца. Так для x - ой проекции комплексной амплитуды $\vec{E}(x,y,z)$ имеем:

$$\frac{\partial^2 \dot{E}_x}{\partial z^2} + \beta^2 \cdot \dot{E}_x = 0 \quad (1.21)$$

в котором $\beta = \omega \cdot \sqrt{\epsilon_a \cdot \mu_a}$ - коэффициент фазы однородной плоской волны.

Общее решение уравнения (1.21) имеет вид:

$$E_x(x, y, z) = E_x(x, y) \cdot e^{\pm j\beta z} \quad (1.22)$$

Данная функция описывает волновой процесс, который распространяется вдоль положительного или отрицательного направления оси z с постоянной, не зависящей от частоты фазовой скоростью:

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a \cdot \mu_a}} \quad (1.23)$$

равной скорости света в заполняющей среде.

Задача об электромагнитном поле Т - волны будет полностью решена, если найти функции $E_x(x,y)$ и $E_y(x,y)$, описывающие распределение ампли-

туды вектора напряженности электрического поля в поперечной плоскости волновода. Для этого необходимо решить уравнение Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \varphi_э}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_э}{\partial y^2} = 0 \quad (1.24)$$

Из (1.14) следует, что силовые линии вектора \vec{E} условно начинаются на проводниках, несущих положительные заряды (знак минус). Таким образом, картина силовых линий электрического вектора в поперечной плоскости регулярного волновода с Т- волной совпадает с картиной силовых линий вектора \vec{E} в заряженном цилиндрическом конденсаторе, конфигурация обкладок которого такая же, как и у токонесущих поверхностей волновода.

Статический характер поперечного распределения электрического поля в волноводе с Т - волнами позволяет ввести удобную характеристику электромагнитного процесса - разность потенциалов между проводниками,

$$U = \int_L \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = \varphi_1 - \varphi_2 \quad (1.25)$$

Из-за потенциального (безвихревого) характера поперечного распределения электрического поля величина U не зависит от выбора пути интегрирования в поперечной плоскости волновода.

Отметим, что применительно к прямоугольным и круглым металлическим волноводам можно говорить не о разности потенциалов, а лишь о напряжении между отдельными точками пространства с обязательным указанием выбранного пути интегрирования.

Итак, волны типа Т могут распространяться лишь в таких волноводах, где имеются, по крайней мере, два изолированных друг от друга токонесущих проводника, между которыми устанавливается разность потенциалов.

1.6 Отрезок волновода с Т - волной как четырехполюсник

Рассмотрим отрезок регулярного волновода без потерь, по которому распространяются волны Т - типа. Считаются известными сопротивление Z_B и длина отрезка ℓ . Совместим начало отсчета координаты z с левыми зажимами отрезка, на которых определим входные комплексные амплитуды напряжения \dot{U}_1 и тока \dot{I}_1 . Аналогично, на правых зажимах будем считать известными выходные величины \dot{U}_2 и \dot{I}_2 . Данная система представляет собой линейный стационарный четырехполюсник.

Будем характеризовать изучаемый распределенный четырехполюсник его матрицей передачи (А - матрицей). При этом независимыми переменными служат величины \dot{U}_2 и \dot{I}_2 , связанные с напряжением и током на входе двумя равенствами:

$$\dot{U}_1 = A_{11} \cdot \dot{U}_2 + A_{12} \cdot \dot{I}_2$$

$$\dot{I}_1 = A_{21} \cdot \dot{U}_2 + A_{22} \cdot \dot{I}_2 \quad (1.26)$$

Зная матрицу передачи:

$$[A] = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix},$$

можно найти любые внешние характеристики четырехполюсника. Например, если к выходным зажимам подключен линейный двухполюсник (короткозамкнутый на выходе отрезок волновода) нагрузки с комплексным сопротивлением Z_H , так что $\dot{U}_2/\dot{I}_2 = Z_H$, то из (1.26) следует формула для входного сопротивления со стороны левых зажимов:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = \frac{A_{11} \cdot Z_H + A_{12}}{A_{21} \cdot Z_H + A_{22}} \quad (1.27)$$

Аналогично находим комплексный коэффициент передачи напряжения:

$$k_U = \frac{\dot{U}_2}{\dot{U}_1} = \frac{Z_H}{A_{11} \cdot Z_H + A_{12}} \quad (1.28)$$

Теперь поставим задачу определить элементы A - матрицы в явном виде. Из (1.3) имеем:

$$\begin{aligned} \dot{U}(z) &= C_1 \cdot e^{-j\beta \cdot z} + C_2 \cdot e^{j\beta \cdot z} \\ \dot{I}(z) &= \frac{C_1}{Z_B} \cdot e^{-j\beta \cdot z} - \frac{C_2}{Z_B} \cdot e^{j\beta \cdot z} \end{aligned}$$

Здесь C_1 и C_2 - не известные пока коэффициенты, относящиеся соответственно к падающей и отраженной волнам.

При $z = l$ имеем:

$$\begin{aligned} C_1 \cdot e^{-j\beta \cdot l} + C_2 \cdot e^{j\beta \cdot l} &= \dot{U}_2 \\ C_1 \cdot e^{-j\beta \cdot l} - C_2 \cdot e^{j\beta \cdot l} &= \dot{I}_2 \cdot Z_B, \quad \text{откуда} \\ C_1 &= \frac{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2} \cdot e^{j\beta \cdot l} \\ C_2 &= \frac{\dot{U}_2 - \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2} \cdot e^{-j\beta \cdot l}. \end{aligned}$$

Таким образом, комплексные амплитуды напряжения и тока в произвольном сечении выражаются через величины \dot{U}_2 и \dot{I}_2 :

$$\begin{aligned} \dot{U}(z) &= \frac{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2} \cdot e^{j\beta \cdot (\ell - z)} + \frac{\dot{U}_2 - \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2} \cdot e^{-j\beta \cdot (\ell - z)} \\ \dot{I}(z) &= \frac{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2 \cdot Z_B} \cdot e^{j\beta \cdot (\ell - z)} - \frac{\dot{U}_2 - \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2 \cdot Z_B} \cdot e^{-j\beta \cdot (\ell - z)} \end{aligned}$$

Входные напряжение и ток, соответствующие значению $z = 0$ будут:

$$\dot{U}_1 = \frac{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2} \cdot e^{j\beta \cdot \ell} + \frac{\dot{U}_2 - \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2} \cdot e^{-j\beta \cdot \ell}$$

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2 \cdot Z_B} \cdot e^{j\beta \cdot \ell} - \frac{\dot{U}_2 - \dot{I}_2 \cdot Z_B}{2 \cdot Z_B} \cdot e^{-j\beta \cdot \ell}$$

Преобразовав по формулам Эйлера, получим:

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= \dot{U}_2 \cdot \cos(\beta \cdot \ell) + j \cdot \dot{I}_2 \cdot Z_B \cdot \sin(\beta \cdot \ell) \\ \dot{I}_1 &= \dot{U}_2 \cdot \frac{j}{Z_B} \cdot \sin(\beta \cdot \ell) + \dot{I}_2 \cdot \cos(\beta \cdot \ell) \end{aligned} \quad (1.29)$$

Сравнивая (1.29) и (1.26), находим:

$$[A] = \begin{bmatrix} \cos(\beta \cdot \ell) & j \cdot Z_B \cdot \sin(\beta \cdot \ell) \\ \frac{j}{Z_B} \cdot \sin(\beta \cdot \ell) & \cos(\beta \cdot \ell) \end{bmatrix} \quad (1.30)$$

1.7 Входное сопротивление нагруженного отрезка волновода

Для согласования линии передачи СВЧ энергии с нагрузкой, когда в линии существует режим бегущей волны, необходимо знать входное сопротивление нагрузки или нагруженного отрезка волновода. Входное сопротивление определяется соотношением (1.27), которое с учетом (1.30) запишется в виде:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{Z_H \cdot \cos(\beta \cdot \ell) + j \cdot Z_B \cdot \sin(\beta \cdot \ell)}{j \cdot \frac{Z_H}{Z_B} \cdot \sin(\beta \cdot \ell) + \cos(\beta \cdot \ell)} = \frac{Z_H + j \cdot Z_B \cdot \operatorname{tg}(\beta \cdot \ell)}{1 + j \cdot \frac{Z_H}{Z_B} \cdot \operatorname{tg}(\beta \cdot \ell)} \quad (1.31)$$

Введем безразмерные нормированные сопротивления $Z'_{\text{вх}} = Z_{\text{вх}}/Z_B$; $Z'_H = Z_H/Z_B$. Тогда равенство (1.31) примет вид:

$$Z'_{\text{вх}} = \frac{Z'_H + j \cdot \operatorname{tg}(\beta \cdot \ell)}{1 + j \cdot Z'_H \cdot \operatorname{tg}(\beta \cdot \ell)} \quad (1.32)$$

На основании (1.32) можно утверждать, что в общем случае входное сопротивление отрезка, к выходным зажимам которого подключен двухполюсник нагрузки, не совпадает с комплексным сопротивлением этого двухполюсника. Поэтому отрезок линии передачи выполняет роль трансформатора сопротивления.

В режиме согласования (при $Z'_H = 1$) входное сопротивление любого отрезка равно волновому сопротивлению линии передачи независимо от его длины и от частоты.

Если отрезок линии на выходе закорочен, так что $Z'_H = 0$, то $Z'_{\text{вх}} = j \cdot \operatorname{tg}(\beta \cdot \ell)$.

При холостом ходе на выходе $Z'_H = \infty$ и поэтому нормированное входное сопротивление отрезка $Z'_{\text{вх}} = -j \cdot \operatorname{ctg}(\beta \cdot \ell)$.

Отсюда видно, что входные сопротивления подобных отрезков волноводов всегда чисто реактивные и являются периодическими функциями безразмерного параметра $(\beta \cdot \ell)$. Например, отрезок короткозамкнутой линии длиной $\ell < \lambda/4$ имеет индуктивное входное сопротивление, модуль которого неограниченно возрастает с приближением длины отрезка к значению $\lambda/4$. В интервале $\lambda/4 < \ell < \lambda/2$ входное сопротивление носит емкостной характер.

1.8 Нормированная матрица передачи

Пусть четырехполюсник включен между передающими СВЧ энергией линиями с волновыми сопротивлениями Z_{B1} со стороны входа, и Z_{B2} - на выходе. Тогда уравнения (1.29) переписутся:

$$\begin{aligned} \dot{U}_1 &= \dot{U}_2 \cdot \cos(\beta \cdot \ell) + j \cdot \dot{I}_2 \cdot Z_{B0} \cdot \sin(\beta \cdot \ell) \\ \dot{I}_1 &= \dot{U}_2 \cdot \frac{j}{Z_{B0}} \cdot \sin(\beta \cdot \ell) + \dot{I}_2 \cdot \cos(\beta \cdot \ell) \end{aligned} \quad (1.33)$$

где Z_{B0} по-прежнему волновое сопротивление четырехполюсника.

Заменим напряжения и токи нормированными напряжениями и токами по правилу:

$$\begin{aligned} U'_1 &= U_1 / \sqrt{Z_{B1}}; & U'_2 &= U_2 / \sqrt{Z_{B2}}; \\ I'_1 &= I_1 \cdot \sqrt{Z_{B1}}; & I'_2 &= I_2 \cdot \sqrt{Z_{B2}}. \end{aligned}$$

Подставляя нормированные напряжения и токи в (1.33) получим:

$$\begin{aligned} U'_1 &= U'_2 \cdot \sqrt{\frac{Z_{B2}}{Z_{B1}}} \cdot \cos(\beta \cdot \ell) + j \cdot I'_2 \cdot Z_{B0} \cdot \frac{\sin(\beta \cdot \ell)}{\sqrt{Z_{B1} \cdot Z_{B2}}} \\ I'_1 &= U'_2 \cdot \sqrt{Z_{B1} \cdot Z_{B2}} \cdot \frac{j}{Z_{B0}} \cdot \sin(\beta \cdot \ell) + I'_2 \cdot \sqrt{\frac{Z_{B1}}{Z_{B2}}} \cdot \cos(\beta \cdot \ell). \end{aligned} \quad (1.34)$$

Сравнивая (1.34) и (1.33) с (1.26) находим:

$$[A'] = \begin{bmatrix} A_{11} \cdot \sqrt{\frac{Z_{B2}}{Z_{B1}}} & \frac{A_{12}}{\sqrt{Z_{B1} \cdot Z_{B2}}} \\ A_{21} \cdot \sqrt{Z_{B1} \cdot Z_{B2}} & A_{22} \cdot \sqrt{\frac{Z_{B1}}{Z_{B2}}} \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

В случае $Z_{B1} = Z_{B2} = Z_B$ имеем:

$$[A'] = \begin{bmatrix} A_{11} & \frac{A_{12}}{Z_B} \\ A_{21} \cdot Z_B & A_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta \cdot \ell) & j \cdot Z' \cdot \sin(\beta \cdot \ell) \\ \frac{j}{Z'} \cdot \sin(\beta \cdot \ell) & \cos(\beta \cdot \ell) \end{bmatrix} \quad (1.36)$$

где $Z' = Z_{B0} / Z_B$.

1.9 Волновая матрица рассеяния

Для исследования прохождения рабочего типа волны по сложному волноводному тракту наряду с методом эквивалентных схем, позволяющих использовать теорию линейных электрических цепей, широко применяют метод волновых матриц рассеяния. В волноводной технике объектами измерений являются не параметры эквивалентных схем, а коэффициенты отражения и передачи, которые характеризуют волновой процесс и устанавливают связь между падающими, отраженными и прошедшими через пассивный четырехполюсник (многополюсник) волнами рабочего типа. По этой причине для анализа микроволновых устройств удобно использовать волновую матрицу рассеяния, элементами которой как раз и являются коэффициенты отражения и передачи.

При введении волновых матриц, волны, которые бегут к четырехполюснику, обычно называют падающими; обозначим комплексные амплитуды этих волн в выбранных поперечных сечениях линий (на элементах четырехполюсника со стороны входа и выхода) через $U_{1\text{пад}}$ и $U_{2\text{пад}}$. Соответственно волны бегущие от четырехполюсника, называют отраженными, несмотря на то, что они обусловлены не только отражением от четырехполюсника, но и прохождением волн с одной пары зажимов (полюсов) на другую; обозначим комплексные амплитуды отраженных волн на зажимах через $U_{1\text{отр}}$ и $U_{2\text{пр}}$.

Как правило, пассивные волноводные узлы (четыреполюсники) являются линейными устройствами, к которым применим принцип суперпозиции. При этом амплитуды отраженных волн $U_{1\text{отр}}$ и $U_{2\text{пр}}$ линейно зависят как от $U_{1\text{пад}}$, так и от $U_{2\text{отр}}$:

$$\begin{aligned} U_{1\text{отр}} &= S_{11} \cdot U_{1\text{пад}} + S_{12} \cdot U_{2\text{отр}} \\ U_{2\text{пр}} &= S_{21} \cdot U_{1\text{пад}} + S_{22} \cdot U_{2\text{отр}} \end{aligned} \quad (1.37)$$

Здесь S_{11} , S_{12} , S_{21} и S_{22} - комплексные постоянные коэффициенты пропорциональности.

Перейдем в (1.37) к нормированным комплексным амплитудам падающих (a_i) и отраженных (b_i) волн, которые определяются выражениями:

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{U_{1\text{пад}}}{\sqrt{Z_{B1}}}, & a_2 &= \frac{U_{1\text{отр}}}{\sqrt{Z_{B2}}} \\ b_1 &= \frac{U_{2\text{пр}}}{\sqrt{Z_{B1}}}, & b_2 &= \frac{U_{2\text{отр}}}{\sqrt{Z_{B2}}} \end{aligned} \quad (1.38)$$

Подставим (1.38) в (1.37) получим:

$$\frac{U_{1\text{отр}}}{\sqrt{Z_{B1}}} = S_{11} \cdot \frac{U_{1\text{пад}}}{\sqrt{Z_{B1}}} + S_{12} \cdot \frac{U_{2\text{отр}}}{\sqrt{Z_{B2}}}$$

$$\frac{U_{2\text{пр}}}{\sqrt{Z_{B2}}} = S_{21} \cdot \frac{U_{1\text{пад}}}{\sqrt{Z_{B2}}} + S_{22} \cdot \frac{U_{2\text{отр}}}{\sqrt{Z_{B2}}} \quad (1.39)$$

Из (1.38) и (1.39) получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{b}_1 &= S_{11} \cdot \dot{a}_1 + S_{12} \cdot \dot{a}_2 \\ \dot{b}_2 &= S_{21} \cdot \dot{a}_1 + S_{22} \cdot \dot{a}_2, \end{aligned} \quad (1.40)$$

которую можно записать в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} \dot{b}_1 \\ \dot{b}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix} = [S] \cdot \begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix} \quad (1.41)$$

где $[S]$ - волновая матрица рассеяния четырехполюсника. Из (1.41) следует, что матрица рассеяния связывает нормированные комплексные амплитуды условных напряжений отраженных и падающих волн. Из системы (1.40) вытекают формулы:

$$\begin{aligned} S_{11} &= \left. \frac{\dot{b}_1}{\dot{a}_1} \right|_{\dot{a}_2=0} & S_{21} &= \left. \frac{\dot{b}_2}{\dot{a}_1} \right|_{\dot{a}_2=0} \\ S_{12} &= \left. \frac{\dot{b}_1}{\dot{a}_2} \right|_{\dot{a}_1=0} & S_{22} &= \left. \frac{\dot{b}_2}{\dot{a}_2} \right|_{\dot{a}_1=0}, \end{aligned} \quad (1.42)$$

которые определяют физический смысл элементов матрицы рассеяния. Элемент S_{ii} есть комплексный коэффициент отражения по напряжению на i - х зажимах при отсутствии падающей волны на других зажимах. Элемент S_{ki} определяет комплексный коэффициент передачи с i - х элементов на k - е. Отсутствие падающей волны на k - х зажимах обозначает не только отсутствие генератора в k -й линии, но и наличие в ней согласованной нагрузки.

Во взаимных четырехполюсниках коэффициенты передачи в противоположных направлениях одинаковы:

$$S_{12} = S_{21} \quad (1.43)$$

В реактивном четырехполюснике (в котором можно пренебречь потерями) сумма мощностей падающих волн равна на основании закона сохранения энергии сумме мощностей отраженных волн. Если, например, $a_2 = 0$, при учете (1.42) имеем

$$|\dot{a}_1|^2 = |\dot{b}_1|^2 + |\dot{b}_2|^2 = (|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2) \cdot |\dot{a}_1|^2,$$

откуда

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1 \quad (1.44)$$

При $\dot{a}_1 = 0$ аналогичным путем получим

$$|S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 = 1 \quad (1.45)$$

Если падающие волны отличны от нуля в обоих плечах, то

$$|\dot{a}_1|^2 + |\dot{a}_2|^2 = |\dot{b}_1|^2 + |\dot{b}_2|^2 = b_1 \cdot b_1^* + b_2 \cdot b_2^*. \quad (1.46)$$

где знак «*» означает комплексное сопряжение.

1.10 Связь между элементами матрицы рассеяния и передачи

Определив из второго уравнения (1.40) величину \dot{a}_1 и подставив её затем в первое, получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= A'_{11} \cdot \dot{b}_2 + A'_{12} \cdot \dot{a}_2 \\ \dot{b}_1 &= A'_{21} \cdot \dot{b}_2 + A'_{22} \cdot \dot{a}_2, \end{aligned} \quad (1.47)$$

которая в матричной форме имеет вид:

$$\begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{b}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A'_{11} & A'_{12} \\ A'_{21} & A'_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{b}_2 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix} = [A'] \cdot \begin{bmatrix} \dot{b}_2 \\ \dot{a}_2 \end{bmatrix} \quad (1.48)$$

Сравнивая (1.48) с (1.34) видно, что полученная матрица $[A']$ есть матрица передачи, элементы которой связаны с элементами волновой матрицы рассеяния следующим образом:

$$[A'] = \begin{bmatrix} A'_{11} & A'_{12} \\ A'_{21} & A'_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -\frac{S_{22}}{S_{21}} \\ \frac{S_{21}}{S_{11}} & -\frac{S_{11} \cdot S_{22} - S_{12} \cdot S_{21}}{S_{21}} \end{bmatrix} \quad (1.49)$$

Эта связь очень удобна при исследовании каскадного соединения четырехполюсников. Для определения матрицы рассеяния каскадного соединения, нужно воспользоваться преобразованием матрицы $[A']$ в матрицу $[S]$. Чтобы найти это преобразование, определим из первого уравнения (1.47) величину \dot{b}_2 , подставим её затем во второе уравнение (1.47) и получим:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{A'_{21}}{A'_{11}} & \frac{A'_{11} \cdot A'_{22} - A'_{12} \cdot A'_{21}}{A'_{11}} \\ \frac{1}{A'_{11}} & -\frac{A'_{12}}{A'_{11}} \end{bmatrix} \quad (1.50)$$

Иногда полезно ввести функцию ослабления четырехполюсника - отношение мощностей падающей волны на выходе и прошедшей через четырехполюсник волны на согласованном выходе:

$$B = \left. \frac{|\dot{a}_1|}{|\dot{b}_2|} \right|_{\dot{a}_2=0} = |A'_{11}|^2 = \frac{1}{|S_{21}|^2} \quad (1.51)$$

Если четырехполюсник реактивный, то для функции ослабления имеем:

$$B = |A'_{11}|^2 = \frac{|S_{21}|^2 + |S_{11}|^2}{|S_{21}|^2} = 1 + |A_{21}|^2 \quad (1.52)$$

Величину B , выраженную в децибелах, называют ослаблением четырехполюсника и обычно обозначают буквой b :

$$b = 10 \cdot \lg B = 10 \cdot \lg \left. \frac{P_{\text{пад}}}{P_{\text{пр}}} \right|_{P_{\text{отр}}=0} = 20 \cdot \lg |S_{11}| \quad (1.53)$$

1.11 Анализ Т-волн методом длинных линий

Анализ Т-волн удобно провести с помощью телеграфных уравнений. Электромагнитное поле в телеграфных уравнениях явно не фигурирует, а вместо него для каждого поперечного сечения z данной линии передачи в каждый момент времени t вводятся две величины - напряжение $U(z,t)$ и ток $J(z,t)$. Каждый однородный отрезок линии передачи характеризуется четырьмя параметрами:

- R - погонное сопротивление;
- L - погонная индуктивность линии;
- C - погонная емкость линии;
- G - погонная утечка линии.

Напряжение и ток связаны между собой уравнениями в частных производных - телеграфными уравнениями первого порядка.

$$\begin{aligned} -\frac{\partial U}{\partial z} &= R \cdot J + L \cdot \frac{\partial J}{\partial t}, \\ -\frac{\partial J}{\partial z} &= G \cdot U + C \cdot \frac{\partial U}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1.54)$$

Для исключения из (1.54) временной зависимости перейдем к комплексным амплитудам, и временной множитель запишем в виде $e^{-j\omega t}$. Тогда (1.54) переписывается:

$$\begin{aligned} -\frac{dU}{dz} &= (R - j \cdot \omega \cdot L) \cdot J, \\ -\frac{dJ}{dz} &= (G - j \cdot \omega \cdot C) \cdot U. \end{aligned} \quad (1.55)$$

Дифференцируя первое уравнение (1.55) по z и учтя второе уравнение, получим:

$$\frac{d^2 U}{dz^2} + h^2 \cdot U = 0 \quad (1.56)$$

где $h^2 = -(R - j \cdot \omega \cdot L) \cdot (G - j \cdot \omega \cdot C) = (\omega \cdot L + j \cdot R) \cdot (\omega \cdot C + j \cdot G)$. Уравнение (1.56) есть уравнение Гельмгольца (см. 1.1).

Обозначим через $h = \sqrt{(\omega \cdot L + j \cdot R) \cdot (\omega \cdot C + j \cdot G)}$ и назовем ее продольным волновым числом, в общем случае это величина комплексная. Мнимая часть h ответственна за потери в линии передачи, в основном, на джоулево тепло, поэтому мнимая часть h всегда больше нуля. Тогда общее решение (1.56) запишется в виде

$$U = A \cdot e^{j \cdot h \cdot z} + B \cdot e^{-j \cdot h \cdot z} \quad (1.57)$$

Подставляя (1.57) в (1.55), найдем соответствующее выражение для тока

$$J = \frac{1}{Z_B} \cdot (A \cdot e^{j \cdot h \cdot z} - B \cdot e^{-j \cdot h \cdot z}) \quad (1.58)$$

где величина
$$Z_B = \frac{\omega \cdot L + j \cdot R}{h} = \sqrt{\frac{\omega \cdot L - j \cdot R}{\omega \cdot C + j \cdot G}}, \quad (1.59)$$

называется волновым сопротивлением линии передачи.

Если имеется только одна бегущая волна, распространяющаяся в положительном направлении z , то $B = 0$ и

$$Z_B = \frac{U}{J} \quad (1.60)$$

В случае волны, бегущей в отрицательном направлении, имеем

$$Z_B = -\frac{U}{J} \quad (1.61)$$

Таким образом, волновое сопротивление линии определяет отношение напряжения к току в «чистой» бегущей волне.

Заметим, что структура формул для волн в длинных линиях аналогична структуре формул для плоских волн в однородных средах: h соответствует комплексному волновому числу $K = k \cdot \sqrt{\epsilon \cdot \mu}$; напряжение U - составляющей E_x либо E_y , ток J - составляющей H_y либо H_x , волновое сопротивление Z_B - волновому сопротивлению $Z_B = \sqrt{\mu/\epsilon}$, являющемуся коэффициентом пропорциональности между полями E_x и H_y либо E_y и H_x .

Комплексная амплитуда падающей волны напряжения $A = \dot{U}_{\text{пад}}(z)$ определяется мощностью генератора. Отношение в данном сечении линии $z = \text{const}$ комплексной амплитуды напряжения отраженной волны $B = \dot{U}_{\text{отр}}(z)$ к комплексной амплитуде напряжения падающей волны $\dot{U}_{\text{пад}}$ зависит от нагрузки и носит название коэффициента отражения по напряжению $r(z)$.

Таким образом, амплитуда результирующего напряжения (или тока) в сечении $z = \text{const}$, удаленном от нагрузки к генератору на расстояние $|z|$, равна:

$$U_m(z) = U_{m\text{пад}} \left| \sqrt{1 + |r|^2 + 2 \cdot |r| \cdot \cos(2 \cdot k \cdot |z| - \varphi_0)} \right|. \quad (1.62)$$

Отсюда следует, что распределение амплитуды напряжения в зависимости от координаты z имеет вид волнообразной кривой с минимумами:

$$U_{\text{mmin}}(z') = U_{\text{мпад}} \cdot (1 - |R|) \quad (1.63)$$

в сечениях $z' = \text{const}$, определяемых равенством:

$$2 \cdot k \cdot |z'| - \varphi_0 = (2 \cdot n + 1) \cdot \pi, \quad n = 0, 1, \dots, m \quad (1.64)$$

и максимумами:

$$U_{\text{mmax}}(z'') = U_{\text{мпад}} \cdot (1 + |r|) \quad (1.65)$$

в сечениях $z'' = \text{const}$, определяемых равенством

$$2 \cdot k \cdot |z''| - \varphi_0 = 2 \cdot \pi \cdot n, \quad n = 0, 1, \dots, m \quad (1.66)$$

Расстояние между соседними максимумом и минимумом определяется из соотношения $2 \cdot k \cdot (|z''| - |z'|) = \pi$ и равно:

$$|z''| - |z'| = \pi / (2 \cdot k) = \lambda / 4 \quad (1.67)$$

Кривая распределения $U_m(z)$ оказывается периодической с периодом, равным $\lambda/2$. Для ее характеристики вводятся: коэффициент бегущей волны (КБВ).

$$\text{КБВ} = \frac{U_{\text{mmin}}}{U_{\text{mmax}}} = \frac{1 - |r|}{1 + |r|}, \quad (1.68)$$

откуда следует, что $0 \leq \text{КБВ} \leq 1$.

Обратная величина КБВ, называется коэффициентом стоячей волны (КСВ):

$$\text{КСВ} = \frac{U_{\text{mmax}}}{U_{\text{mmin}}} = \frac{1 + |r|}{1 - |r|}, \quad \infty \geq \text{КСВ} \geq 1 \quad (1.69)$$

1.12 Эквивалентность между волноводом и длинной линией

Поскольку волны типов H_{nm} и E_{nm} не имеют потенциального характера в поперечных сечениях волновода, то для них в отличие от Т-волн, нельзя однозначно ввести напряжение и ток в обычном смысле этих слов (как линейные интегралы от векторов поля). В этом случае можно говорить только об условных напряжениях и токах. Они должны быть введены таким образом, чтобы переносимая через поперечное сечение волновода комплексная мощность выражалась через них формулой теории длинных линий.

$$P_{\text{ср}}(z) = \frac{1}{2} \cdot \dot{U}(z) \cdot \dot{J}^*(z) \quad (1.70)$$

где $\dot{U} = \dot{U}_{\text{пад}} + \dot{U}_{\text{отр}}$; $\dot{J} = \dot{J}_{\text{пад}} + \dot{J}_{\text{отр}}$.

Поскольку эта мощность зависит только от поперечных составляющих поля $\vec{E}_{\text{mn}\perp}$ и $\vec{H}_{\text{mn}\perp}$, то условные напряжения и токи должны быть пропорциональны именно поперечным составляющим. При этом условное напряжение \dot{U} пропорционально величине вектора $\vec{E}_{\text{mn}\perp}$, а условный ток - величине век-

тора $\vec{H}_{mn\perp}$, так как при коротком замыкании напряжение $U_{отр}$ и $E_{\perp отр}$ отражается с изменением фазы на π , а ток $J_{отр}$ и $\vec{H}_{\perp отр}$ без изменения фазы.

Связь между соответствующими полями и условными напряжением и током в волноводе без потерь даются соотношением:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{mn\perp пад отр}(x, y, z) &= \dot{U}_{пад отр}(z) \cdot \ell_{mn}(x, y) \\ \vec{H}_{mn\perp пад отр}(x, y, z) &= \dot{J}_{пад отр}(z) \cdot h_{mn}(x, y)\end{aligned}\quad (1.71)$$

Здесь $\ell_{mn}(x, y)$ и $h_{mn}(x, y)$ - векторные собственные поперечные электрическая и магнитная функции, которые могут быть выбраны вещественными и характеризуют зависимость поперечных векторов от координат x и y поперечного сечения: $U_{пад отр}(z)$ и $J_{пад отр}(z)$ - скалярные комплексные амплитудные функции поперечных векторов, которые включают в себя зависимость от продольной координаты z вида $e^{-j\beta_{mn} \cdot z}$ (для падающей волны) или $e^{j\beta_{mn} \cdot z}$ для отраженной волны.

Глава 2. Объемные резонаторы.

2.1 Основные классы объемных резонаторов

Колебательный контур, состоящий из сосредоточенных индуктивности L и емкости C , имеет резонансную частоту

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}. \quad (2.1)$$

Для увеличения ω_0 нужно уменьшить L и C контура. В результате приходят к системе, в которой роль конденсатора играют две пластины и роль индуктивности – одиночный виток. Энергия электромагнитного поля, запасенная в такой системе, мала. Вместе с увеличением частоты ω_0 возрастает относительная доля потерь энергии за период в контуре, которые обусловлены как сильным поверхностным эффектом в его элементах, так и излучением в окружающее пространство. Уменьшение запасенной энергии и увеличение потерь вызывают существенное уменьшение добротности контура с сосредоточенными элементами уже на волнах метрового диапазона.

В диапазонах дециметровых и сантиметровых волн колебательной системой высокой добротности является закрытый объемный резонатор, представляющий собой окруженную замкнутой металлической оболочкой полость, в которую с помощью элементов связи (штырь, петля, отверстие) вводится (а также и выводится) электромагнитная энергия. Общими свойствами всех закрытых объемных резонаторов являются их способность запасать электромагнитную энергию и относительно малое значение собственных по-

ть энергии за период, обусловленное почти полным отсутствием паразитного излучения из полости, малой плотностью тока в имеющих большую поверхность металлических стенках и их хорошей проводимостью. Вследствие этого добротность хорошо выполненных объемных резонаторов оказывается очень высокой.

В теории объемных резонаторов различают режимы их собственных (свободных) и вынужденных колебаний. Собственные колебания - это возможные поля в объемном резонаторе при отсутствии сторонних источников. Собственные колебания резонатора включают в себя бесконечное множество различных типов колебаний (типов полей), каждый из которых характеризуется своей картиной векторных линий и определенной собственной длиной волны (собственной частотой). В резонаторе без потерь (стенки идеально проводящие и без отверстий связи, внутренняя полость – идеальный диэлектрик) собственные колебания любого типа были бы незатухающими, как в контуре без потерь. В реальном объемном резонаторе существуют некоторые потери энергии (например, излучение через отверстия связи), что приводит к затухающим собственным колебаниям.

Незатухающие колебания в реальном резонаторе существуют в режиме вынужденных колебаний, при котором в резонаторе через элемент связи вводят энергию от стороннего источника (генератора). Для возбуждения резонатора необходимо, чтобы частота колебаний генератора была равна одной из резонансных частот объемного резонатора. В этом случае в резонаторе наступает резонанс, и амплитуды поля вынужденных колебаний достигают наибольшего значения. В объемном резонаторе с малыми потерями (с большой добротностью) резонансные частоты приблизительно равны собственным частотам этого резонатора без потерь. Объемный резонатор является многорезонансной системой, в отличие от колебательного контура с сосредоточенными элементами, резонирующего на одной частоте.

Наибольшая собственная длина волны объемного резонатора соизмерима с линейными размерами резонатора. Закрытые объемные резонаторы представляют собой отрезки регулярных волноводов, замкнутые с двух сторон поперечными металлическими стенками. К этому классу относятся прямоугольный, цилиндрический круглый и цилиндрический коаксиальный закрытые резонаторы.

В технике СВЧ широко применяются также различные типы коаксиальных и полосковых резонаторов, в которых используют поля типа Т и которые просто анализировать при помощи теории длинных линий.

Различные типы объемных резонаторов используют на дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волнах в качестве селективно резонирующих колебательных систем (в генераторах и усилителях, частотных фильтрах, волномерах и других устройствах). В объемных резонаторах электронных приборов осуществляется электрическое взаимодействие электромагнитного поля резонатора с потоком электронов.

2.2 Прямоугольный объемный резонатор

Полагая размер ℓ длиной волновода и принимая размеры a и b за его поперечное сечение, получаем:

$$\ell = p \cdot \frac{\lambda_{\text{в}}}{2}, \quad (2.2)$$

где $p = 1, 2, 3, \dots$. Это условие сходно с уравнением полуволнового резонатора на длинной линии.

Используя соотношение

$$\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{\text{кр}})^2}},$$

справедливое для любого однородного волновода с вакуумным наполнением, получаем выражение для резонансной длины волны

$$\lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda_{\text{кр}}^2} + \frac{p^2}{4 \cdot \ell^2}}} \quad (2.3)$$

здесь

$$\lambda_{\text{кр}} = \frac{2}{\sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}}}, \quad \begin{aligned} m &= 0, 1, 2, \dots \\ n &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (2.4)$$

Подставляя (2.4) в (2.3) получим:

$$\lambda_0 = \frac{2}{\sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} + \frac{p^2}{\ell^2}}}, \quad (2.5)$$

Уравнение (2.5) может быть использовано для точных расчетов прямоугольных объемных резонаторов, если отсутствуют неоднородности внутри резонатора или в его стенках.

В прямоугольном волноводе возможны волны типов E_{mn} и H_{mn} . Следовательно в прямоугольном объемном резонаторе существуют резонансы видов E_{mnp} и H_{mnp} . Индекс p соответствует числу полуволн, укладываемых по длине резонатора, то есть имеет тот же смысл, что и индексы m и n .

Известно, что индексы m и n для волн в прямоугольном волноводе могут при некоторых условиях принимать нулевые значения. Может ли индекс p также обращаться в нуль, т. е. возможны ли виды колебаний E_{mno} и H_{mno} ? Для ответа на этот вопрос положим в выражении (2.3) $p = 0$, получаем $\lambda_0 = \lambda_{\text{кр}}$, то есть резонанс должен иметь место при частоте, в точности равной критической частоте волновода при тех же значениях индексов m и n . Но при $\lambda = \lambda_{\text{кр}}$ поле не может иметь вариаций вдоль оси волновода, поскольку $\lambda_{\text{в}} \rightarrow \infty$. По-

этому при наличии в некотором сечении волновода поперечной идеально проводящей стенки все поперечные составляющие электрического поля должны обращаться в нуль в любом сечении. Поскольку при волнах типа ТЕ $E_z=0$, все составляющие поля оказываются равными нулю. Следовательно, для видов колебаний типа TE_{mnp} величина p не может принимать нулевых значений. При волнах же типа ТМ в волноводе $E_z \neq 0$, и поле внутри резонатора не обращается в нуль даже при $p=0$. Таким образом, вполне возможны виды колебаний TM_{mno} в прямоугольном объеме резонатора.

На практике главный интерес представляет вид колебаний, для которого резонансная длина волны является наибольшей. При $l > a > b$ низший тип характеризуется индексами $m=1, n=0, p=1$. Такой вид колебаний имеет обозначение H_{101} или TE_{101} , т.е. имеем здесь одну стоячую полуволну вдоль оси x ($m=1$) и одну стоячую полуволну вдоль оси z ($p=1$). Эта структура получается из известной структуры волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе. Для резонатора, в отличие от волновода, возбужденного в режиме бегущей волны, характерен сдвиг на $\lambda_v/4$ между поперечными составляющими электрического и магнитного поля. Наличие такого сдвига вытекает из существования чисто стоячей волны. Перенос энергии в каком-либо направлении отсутствует, то есть векторное произведение $[\vec{E} \cdot \vec{H}]$ равно нулю.

Высшие виды колебаний большого практического интереса не представляют. Исключение составляют лишь случаи, когда по длине резонатора укладываются две или большее число полуволн (виды колебаний H_{102}, H_{103} и т. д.).

Для вычисления добротности полых резонаторов на СВЧ удобно использовать общее энергетическое соотношение, которое связывает добротность с реактивной энергией, накопленной в системе в режиме установившихся колебаний, и с энергией, рассеянной в системе за один период колебаний T . Обозначая соответствующие величины энергии через $W_{\text{нак}}$ и $(W_{\text{расс}})_T$, а также обозначая мощность, рассеиваемую в резонаторе, через $P_{\text{расс. рез.}}$, можно записать:

$$Q_0 = 2 \cdot \pi \cdot \frac{W_{\text{нак}}}{(W_{\text{расс. рез.}}) \cdot T} = \omega_0 \cdot \frac{W_{\text{нак}}}{P_{\text{расс. рез.}}} \quad (2.6)$$

Через ω_0 обозначена резонансная круговая частота резонатора, $\omega_0 = 2\pi/T$.

Энергия, накопленная внутри резонатора, постоянна и равна сумме энергий электрического и магнитного полей. Выберем момент времени, когда магнитное поле проходит через максимум и, следовательно, когда электрическое поле в резонаторе равно нулю. При этом накопленная энергия выражается через амплитуду напряженности магнитного поля H в виде

$$W_{\text{нак}} = \int_V \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot |H|^2}{2} \cdot dV, \quad (2.7)$$

где V – объем резонатора и μ – относительная магнитная проницаемость диэлектрика, наполняющего резонатор.

Рассеяние энергии при заполнении диэлектриком без потерь связано лишь с джоулевыми потерями в стенках резонатора. Сопротивление единицы поверхности стенок $R_{\text{пов}}$ с учетом поверхностного эффекта равно $1/\sigma_{\text{СТ}}\delta$, где $\sigma_{\text{СТ}}$ – удельная проводимость материала стенок, измеренная на постоянном токе, δ – глубина "скин - слоя".

Полная энергия, рассеиваемая в резонаторе за один период, равна

$$(W_{\text{расс.рез}})_T = P_{\text{расс.рез}} \cdot T = \frac{T}{2 \cdot \sigma_{\text{СТ}} \cdot \delta} \cdot \int_S |H_{\tau}|^2 \cdot dS, \quad (2.8)$$

где H_{τ} – тангенсальная составляющая магнитного поля в резонаторе.

Глубина проникновения поля в металл δ определяется уравнением поверхностного эффекта

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \mu_{\text{СТ}} \cdot \mu_0 \cdot \sigma_{\text{СТ}}}}, \quad (2.9)$$

где $\mu_{\text{СТ}}$ – относительная магнитная проницаемость стенок резонатора, обычно, $\mu_{\text{СТ}}=1$.

Таким образом, собственная добротность резонатора по (2.6) с учетом (2.7) - (2.9) определяется уравнением

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{\mu}{\mu_{\text{СТ}}} \cdot \frac{\int_V |H|^2 \cdot dV}{\int_S |H_{\tau}|^2 \cdot dS}, \quad (2.10)$$

Для качественной иллюстрации предположим, что $|H| = |H_{\tau}| = \text{const}$ и $\mu = \mu_{\text{СТ}} = 1$. Тогда из (2.10) имеем:

$$Q_0 = \frac{2}{\delta} \cdot \frac{V}{S}, \quad (2.11)$$

Линейные размеры резонатора пропорциональны рабочей длине волны (формула (2.5)). Следовательно, можно считать, что $V \approx \lambda^3$ и $S \approx \lambda^2$. Откуда, с точностью до постоянного множителя

$$Q_0 \approx \frac{2}{\delta}, \quad (2.12)$$

2.3 Круглый цилиндрический объемный резонатор

Цилиндрический резонатор рассматривается как закороченный отрезок круглого волновода.

Для резонансов E – волн в цилиндрическом резонаторе имеем:

$$(\lambda_0)_E = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{v_{mn}}{2 \cdot \pi \cdot R}\right)^2 + \frac{p^2}{4 \cdot \ell^2}}}, \quad (2.13)$$

где R – внутренний радиус цилиндра и ℓ – его длина. Числа m, n, p определяют соответственно вариацию поля по радиусу, азимуту и длине резонатора. Через v_{mn} обозначен корень функции Бесселя первого рода m – го порядка. Значение корня берется из соответствующих таблиц.

Резонансы волн типа Н в цилиндрическом резонаторе определяются соотношением

$$(\lambda_0)_H = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\mu_{mn}}{2 \cdot \pi \cdot R}\right)^2 + \frac{p^2}{4 \cdot \ell^2}}}, \quad (2.14)$$

где μ_{mn} – корни производной функции Бесселя первого рода m – го порядка.

Волне типа E_{01} в круглом волноводе соответствуют виды колебаний в цилиндрическом резонаторе, которые следует обозначить E_{01P} ,

$$(\lambda_0)_{E_{01P}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(2.62 \cdot R)^2} + \frac{p^2}{4 \cdot \ell^2}}}, \quad (2.15)$$

Низшему виду колебаний должно соответствовать минимальное число полуволн, то есть $P=0$. Резонансная длина волн для типа E_{010} оказывается равной

$$(\lambda_0)_{E_{010}} \cong 2.62 \cdot R, \quad (2.16)$$

т.е. совпадает с критической длиной волны E_{01} и не зависит от длины резонатора ℓ .

Собственная добротность для рассматриваемого типа колебаний равна

$$Q_0 = \frac{\lambda}{\delta} \cdot \frac{v_{01}}{2 \cdot \pi \cdot \left(1 + \frac{R}{\ell}\right)}, \quad (2.17)$$

где $v_{01} = 2.405$. При очень малой длине $\ell \rightarrow 0$, собственная добротность резонатора становится исчезающе малой.

Низшая магнитная волна в круглом волноводе, имеющая обозначение H_{11} , обуславливает резонансы типа H_{11P} . Резонансная длина низшего типа H_{111} будет

$$(\lambda_0)_{H_{111}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(3.41 \cdot R)^2} + \frac{p^2}{4 \cdot \ell^2}}}, \quad (2.18)$$

2.4 Микрополосковый объемный резонатор

Простейшим микрополосковым резонатором является отрезок микрополосковой линии передачи. Микрополосковая линия (МПЛ) представляет собой два плоских металлических проводника, выполненных в виде полоски, шириной W и экрана с противоположной стороны диэлектрической подложки. МПЛ является линией передачи СВЧ энергии открытого типа. СВЧ энергия распространяется главным образом в диэлектрике между полоской и экраном, и лишь незначительная часть – в воздухе вблизи полоски. Различие диэлектрических проницаемостей подложки и воздуха приводит к тому, что волна основного типа в МПЛ является квазипоперечной (квази – Т - волна). Компоненты СВЧ поля этой волны убывают по экспоненциальному закону с расстоянием от полоски. Такая волна имеет продольную составляющую электрического поля. Величина продольной составляющей возрастает как с увеличением толщины подложки d , так и с повышением частоты. Продольной составляющей электрического поля можно пренебречь по сравнению с поперечной, когда толщина подложки много меньше поперечной длины волны в диэлектрике, из которого выполнена подложка. Так как волна основного типа в МПЛ является квазипоперечной, то она обладает дисперсией. Фазовая скорость этой волны является функцией частоты. На низких частотах, когда длина поперечной волны в диэлектрике много больше толщины подложки, частотной зависимостью фазовой скорости можно пренебречь. В этой области частот при расчете микрополосковых схем правомерно использование квазистатического приближения. Фазовую скорость волны основного типа принято записывать в виде

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\text{эф}}}}, \quad (2.19)$$

где c – скорость света в свободном пространстве, $\varepsilon_{\text{эф}}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость МПЛ. Последняя зависит от относительной диэлектрической проницаемости подложки ε , толщины подложки d , ширины полоски W , толщины полоски t и частоты f :

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon + 1) + \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon - 1) \cdot P, \quad (2.20)$$

где

$$P = \begin{cases} \left(1 + 12 \cdot \frac{d}{W}\right)^{-1/2}, & W \geq d \\ \left(1 + 12 \cdot \frac{d}{W}\right)^{-1/2} + 0.04 \cdot \left(1 - \frac{W}{d}\right)^2, & W \leq d \end{cases}$$

С учетом (2.20) волновое сопротивление МПЛ в квазистатической области может быть определено по формуле

$$Z_0 = \begin{cases} \frac{120 \cdot \frac{\pi}{\sqrt{\varepsilon_{\text{эф}}}}}{\frac{W}{d} + 1.393 + 0.667 \cdot \ln\left(\frac{W}{d} + 1.444\right)}, & W \geq d \\ \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{\text{эф}}}} \cdot \ln\left(8 \cdot \frac{d}{W} + \frac{W}{4 \cdot d}\right), & W \leq d \end{cases} \quad (2.21)$$

Здесь волновое сопротивление выражено в омах. Погрешность формулы (2.21) в области $0.05 \leq W/d \leq 20$ при $\varepsilon \leq 16$ составляет один процент.

На практике, обычно, заданы величины Z_0 и ε . Требуется найти $\varepsilon_{\text{эф}}$ и W . Для отыскания неизвестных требуется решить уравнения (2.20) и (2.21) совместно.

Затухание волны основного типа в МПЛ складывается из диэлектрических потерь в подложке и омических потерь в металлических проводниках. Потери этой волны на излучение в регулярной бесконечно длинной МПЛ отсутствуют, так как СВЧ поле убывает с расстоянием от нее по экспоненциальному закону. Излучение возможно только на нерегулярностях МПЛ.

Коэффициент затухания α , постоянную распространения β и собственную добротность Q_0 МПЛ можно определить по формулам:

$$\alpha = k_0 \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(\text{tg} \delta + \frac{\Delta}{d} \right), \quad (2.22)$$

$$\beta = k_0 \cdot \sqrt{\varepsilon}, \quad (2.23)$$

$$Q_0 = \frac{1}{\text{tg} \delta + \frac{\Delta}{d}}, \quad (2.24)$$

где $k_0 = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}$ – волновой вектор волны в свободном пространстве, $\Delta = \sqrt{2} / \omega \cdot \sigma \cdot \mu_0$ – глубина скин-слоя в металле, δ – угол диэлектрических потерь в подложке.

Рассмотрим регулярный микрополосковый резонатор (МПР), представляющий собой отрезок регулярной МПЛ с разомкнутыми концами. В общем случае в МПР существуют продольные, поперечные и смешанные моды колебаний. Они различаются тем, что при продольных модах колебаний электрические токи текут вдоль резонатора, а при поперечных поперек. Смешанные моды колебаний представляют собой комбинацию связанных продольных и поперечных колебаний. В МПР с разомкнутыми концами пучности электрического тока всегда устанавливаются внутри резонатора, а не на его концах. На практике обычно используются продольные колебания МПЛ. При продольных колебаниях электрическое напряжение U между полоской и экраном однородно в поперечном сечении резонатора. Напряжение U и интегральный по сечению полоски электрический ток I распределяются по длине

МПЛ по синусоидальному закону. Амплитуды тока I_0 и напряжения U_0 в сечении $z = \text{const}$ связаны с волновым сопротивлением Z_0 МПЛ соотношением

$$U_0 = Z_0 \cdot I_0, \quad (2.25)$$

Нижайшую частоту колебаний имеет первая продольная мода. Она имеет только одну пучность тока, расположенную в центре резонатора. Распределение тока I и напряжения U по длине резонатора для первой и второй продольных мод описывается синусоидальным законом. На резонансных частотах по длине резонатора укладывается целое число полувольт, то есть

$$\ell = n \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (2.26)$$

где n – номер продольной моды, $\lambda = \frac{c}{f \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}}$ – длина волны в МПЛ. Отсюда резонансная частота n – ой продольной моды резонатора

$$f_{\text{рез}}^n = \frac{n \cdot c}{2 \cdot \ell \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}} \quad (2.27)$$

Из (2.27) видно, что резонансные частоты высших продольных мод МПЛ с разомкнутыми концами кратны наименьшей резонансной частоте.

Вследствие конечных размеров МПЛ потерями на излучение пренебрегать нельзя. Так как на высших модах МПЛ имеет участки длиной $\lambda/2$, излучающие в противофазе, то мощность излучения на четных модах меньше чем на нечетных. Мощность излучения существенно зависит от того, какая доля энергии МПЛ заключена в диэлектрике. Чем выше эта доля, тем меньше излучение. Поэтому для уменьшения излучения необходимо, во-первых, использовать подложки с высокой диэлектрической проницаемостью. Потери на излучение в МПЛ практически всегда много меньше омических потерь в проводниках и диэлектрических потерь в подложке.

Собственная добротность резонатора Q_0 совпадает с собственной добротностью МПЛ и определяется формулой (2.24).

Для резонатора включенного на проход добротность связи дается формулой

$$Q_{\text{св}} = \pi \cdot n \cdot \frac{\epsilon_{\text{эф}}^{1/2} + \epsilon_{\text{эф}}^{-1/2}}{4}, \quad (2.28)$$

Для практических целей удобно ввести нагруженную добротность МПЛ, удовлетворяющей соотношению

$$\frac{1}{Q_{\text{н}}} = \frac{1}{Q_{\text{св}}} + \frac{1}{Q_0}, \quad (2.29)$$

или, вводя понятие полосы пропускания Δf и резонансной частоты n -ой моды $f_{\text{рез}}^n$, получим

$$\frac{\Delta f}{f_{\text{рез}}^n} = \frac{1}{Q_{\text{св}}} + \frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_n}, \quad (2.30)$$

В случае, когда $Q_0 \gg Q_{\text{св}}$, относительная ширина n-го пика

$$\frac{\Delta f}{f_{\text{рез}}^n} = \frac{2}{\pi} \cdot \text{arctg} \left(\frac{\pi}{2 \cdot Q_{\text{св}}} \right). \quad (2.31)$$

2.5 Способы возбуждения и включения объемных резонаторов

Объемный резонатор на практике всегда должен быть тем или иным образом связан с внешними устройствами. При этом особые конструктивные элементы связи осуществляют возбуждение резонатора. Среди множества способов возбуждения, можно выделить три основополагающих способов: возбуждение при помощи штыря; возбуждение при помощи петли; возбуждение при помощи щели.

Возбуждение при помощи штыря осуществляется путем введения внутрь резонатора через отверстие связи в стенке миниатюрной штыревой антенны, длина которой существенно меньше рабочей длины волны. Такой антенной может служить, например, отрезок внутреннего проводника коаксиального кабеля, а внешний проводник короткозамкнутый на стенки резонатора. Для эффективного возбуждения резонатора необходимо, зная структуру электромагнитного поля возбуждаемой моды, расположить штырь так, чтобы штырь был параллелен силовым линиям вектора напряженности электрического поля. Подбирая местоположение штыря и его ориентацию, можно добиться, чтобы поток мощности от внешнего источника колебаний внутрь резонатора был наибольшим.

Процесс возбуждения резонатора всегда является взаимным – мощность можно с равным успехом как подводить, так и отбирать из него во внешние цепи.

Возбуждение при помощи петли, по которой протекает переменный ток, будет наиболее эффективным, когда плоскость петли в максимальной степени пронизывается мощным потоком поля резонатора. Возбуждающую петлю следует располагать там, где силовые линии вектора напряженности магнитного поля имеют наибольшую “ густоту ”.

Если в стенке резонатора имеется узкая щель, то такая щель излучает электромагнитные волны. Она может служить элементом связи между объемным резонатором и внешними устройствами, например волноводными линиями передачи.

Отметим, что наличие возбуждающего элемента всегда приводит к сдвигу частот собственных колебаний.

Способы включения объемных резонаторов так же многообразны, из которых можно выделить два основных. При первом, так называемом адсорбционном, способе в окрестности резонансной частоты происходит отбор мощности из той линии передач, к которой, подобно двухполюснику, подсоединен резонатор. Как следствие, на резонансной частоте коэффициент передачи мощности вдоль линии $K_p(\omega) = P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$ имеет четко выраженный минимум.

Второй способ включения объемного резонатора называют проходным. Здесь резонатор имеет два элемента связи с внешними цепями и используется как четырехполюсник. На резонансной частоте используемого типа колебаний коэффициент передачи мощности проходного резонатора максимален.

2.6 Микрополосковый фильтр

В фильтрах на связанных линиях резонансные отрезки передающей линии связаны между собой распределенной электрической и магнитной связью. Наиболее распространенный вариант реализации – фильтры на связанных полосковых линиях; такие фильтры малогабаритны и просты по конструкции, особенно в печатном варианте.

Взаимодействие двух произвольных резонаторов, имеющих близкие собственные частоты, приводит к появлению связанных колебаний в них и к "расталкиванию" их резонансных частот. Количественно степень взаимодействия резонаторов характеризуется коэффициентом связи k , который для двух МПР получается обобщением выражений коэффициентов связи двух колебательных контуров. Коэффициент связи двух колебательных контуров с элементами L_1, C_1 и L_2, C_2 равен

$$k_L = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}}, \quad (2.32)$$

в случае индуктивной связи и

$$k_C = \frac{C_{12}}{\sqrt{(C_1 + C_{12}) \cdot (C_2 + C_{12})}}, \quad (2.33)$$

в случае емкостной связи, где L_{12} – взаимная индуктивность связи, а C_{12} – емкость связи. Как при индуктивной, так и при емкостной связи резонансные частоты двух взаимодействующих одинаковых контуров ($L_1=L_2, C_1=C_2$) связаны с коэффициентом k известным соотношением

$$\frac{\omega_-^2}{\omega_+^2} = \frac{1 - |k|}{1 + |k|}, \quad (2.34)$$

Здесь индексы “-” и “+” указывают, соответственно, на низкочастотную и высокочастотную моды колебаний, частоты которых определяются по формулам

$$\omega_{\pm}^2 = L_1 \cdot C_1 \cdot \left(1 \pm \frac{L_{12}}{L_1}\right) = \omega_1^{-2} \cdot \left(1 \pm \frac{L_{12}}{L_1}\right), \quad (2.35)$$

в случае индуктивной связи контуров и

$$\omega_+^{-2} = L_1 \cdot C_1 = \omega_1^{-2},$$

$$\omega_-^{-2} = L_1 \cdot C_1 \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{C_{12}}{C_1}\right) = \omega^{-2} \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{C_{12}}{C_1}\right) \quad (2.36)$$

в случае емкостной связи. С учетом (2.35) и (2.36) соотношение (2.34) переменится

$$k = \frac{k_L - k_C}{1 - k_L \cdot k_C}. \quad (2.37)$$

Формулу (2.34) можно обобщить на случай любых двух одинаковых взаимодействующих резонаторов, в том числе и микрополосковых.

$$k = \frac{\omega_0^2 - \omega_e^2}{\omega_0^2 + \omega_e^2}, \quad (2.38)$$

где ω_e и ω_0 – частоты, соответственно, четной и нечетной моды связанных колебаний в МПР.

Рассмотрим случай, когда микрополосковые резонаторы располагаются параллельно друг другу. При этом длина их области связи максимальна и равна длине резонаторов. В этом случае резонансные частоты связанных колебаний ω_0 и ω_e удовлетворяют условиям

$$\Phi_e = \Phi_0 = \pi \quad (2.39)$$

где $\Phi_e = \frac{\omega_e \cdot \ell \cdot \sqrt{\varepsilon^e}}{c}$ и $\Phi_0 = \frac{\omega_0 \cdot \ell \cdot \sqrt{\varepsilon^0}}{c}$ – электрическая длина области связи резонаторов, соответственно, для четных и нечетных колебаний; ℓ – длина резонаторов; c – скорость света в вакууме; ε^e и ε^0 – относительные эффективные диэлектрические проницаемости отрезков связанных микрополосковых линий, образующих резонаторы, соответственно для четных и нечетных волн.

Учитывая условия (2.39), выражение (2.38) перепишется в виде

$$k = \frac{\varepsilon^e - \varepsilon^0}{\varepsilon^e + \varepsilon^0}, \quad (2.40)$$

Поскольку в связанных МПЛ всегда $\varepsilon^e \geq \varepsilon^0$, то из формулы (2.40) следует, что коэффициент связи K не может быть отрицательным. Кроме того, он равен нулю, когда $\varepsilon = 1$ (воздушное заполнение между токонесущими проводниками).

Для одинаковых связанных МПР удобно использовать формулы (2.32) и (2.33) в виде:

$$k_L = \frac{\tilde{L}_{12}}{\tilde{L}_1}, \quad k_C = \frac{\tilde{C}_{12}}{\tilde{C}_1 + \tilde{C}_{12}}, \quad (2.41)$$

где \tilde{L}_1 и \tilde{C}_1 - погонные индуктивность и емкость одиночной МПЛ, \tilde{L}_{12} и \tilde{C}_{12} - погонные взаимные индуктивность и емкость связанных МПЛ.

Волновые сопротивления и относительные диэлектрические проводимости для четных и нечетных волн связанных МПЛ связаны соотношениями

$$Z_e = Z_1 \cdot \sqrt{1 + k_L}, \quad Z_0 = Z_1 \cdot \sqrt{\frac{(1 - k_L) \cdot (1 - k_C)}{1 + k_C}}, \quad (2.42)$$

$$\varepsilon_e = \varepsilon \cdot (1 + k_L), \quad \varepsilon_0 = \varepsilon_1 \cdot \frac{(1 - k_L) \cdot (1 + k_C)}{1 - k_C}, \quad (2.43)$$

где $Z_1 = \sqrt{\frac{\tilde{L}_1}{\tilde{C}_1}}$ и $\varepsilon_1 = C^2 \cdot \tilde{L}_1 \cdot \tilde{C}_1$.

Подставляя (2.42) и (2.43) в (2.40) получим

$$k = \frac{k_L - k_C}{1 - k_L \cdot k_C}. \quad (2.44)$$

Из (2.44) видно, что при $k_C = 0$ коэффициент связи резонаторов $k = k_L$, а при $k_L = 0$, $k = -k_C$. Так как коэффициент связи резонаторов $k \geq 0$, то из (2.44) следует, что коэффициент емкостной связи МПЛ k_C не может быть больше k_L . Равенство $k_C = k_L$ имеет место, когда относительная диэлектрическая проницаемость подложки $\varepsilon = 1$.

Окончательно получим:

$$k_L = \frac{Z_e \cdot \sqrt{\varepsilon^e} - Z_0 \cdot \sqrt{\varepsilon^0}}{Z_e \cdot \sqrt{\varepsilon^e} + Z_0 \cdot \sqrt{\varepsilon^0}}, \quad (2.45)$$

$$k_C = -\frac{Z_e \cdot \sqrt{\varepsilon^0} - Z_0 \cdot \sqrt{\varepsilon^e}}{Z_e \cdot \sqrt{\varepsilon^0} + Z_0 \cdot \sqrt{\varepsilon^e}}. \quad (2.46)$$

Таким образом, коэффициенты связи могут быть определены по формулам (2.44 -2.46), если известны волновые сопротивления и относительные эффективные диэлектрические проницаемости связанных МПЛ. Для их определения необходимо воспользоваться номограммами Кона.

2.7 СВЧ диплексер на микрополосковых резонаторах

Диплексер представляет собой селективное устройство с одним входом и двумя выходами, предназначенное для частотного разделения входного сигнала на два канала.

Основными параметрами, являются: центральные частоты полосы пропускания первого и второго каналов f_1 и f_2 ; ширина полосы пропускания в

каждом канале Δf_1 и Δf_2 ; затухание СВЧ мощности в полосе пропускания (прямые потери в каждом канале) ΔL_1 и ΔL_2 ; раздвижка каналов относительно друг друга $\Delta f_{12} = f_2 - f_1$.

Как правило, каждый канал диплексера представляет собой многозвенный полосовой фильтр, имеющий связь со входом и соответствующим выходом. Однако, конструкцию можно значительно упростить, если использовать в ней связанные многомодовые резонаторы.

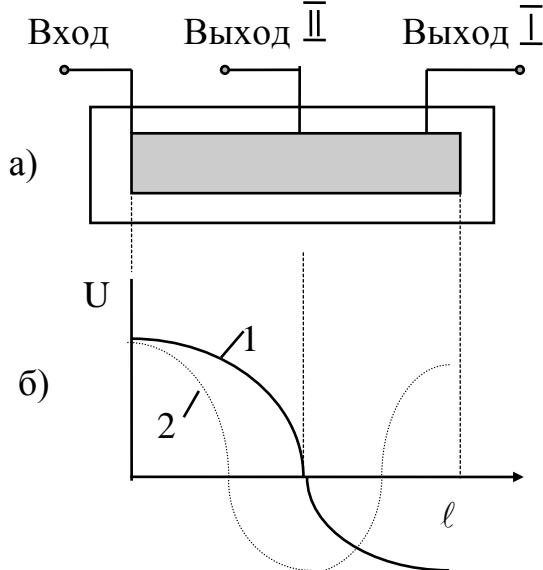


Рисунок 2.1 - Конструкция простейшего диплексера а) и распределение напряжения по длине полоски МПР б) для первой 1 и второй 2 моды колебаний.

Распределение амплитуды электрического напряжения U по длине l регулярного микрополоскового резонатора с разомкнутыми концами для первых двух мод колебаний показано на рисунке 2.1 б. Видно, что узлы напряжения располагается в центре резонатора для первой моды колебаний и на $l/4$ от концов полоски резонатора для второй моды колебаний. При этом на концах полоски МПР находятся пучности высоко-частотного напряжения для обеих мод колебаний. Это позволяет реализовывать простейший диплексер на одном микрополосковом резонаторе,

подключив входную линию передачи вблизи конца полоски МПР, а выходные линии передачи первого и второго каналов к точкам, где наблюдаются узлы напряжения, соответственно, для второй и первой моды колебаний. При этом в первом канале будет наблюдаться максимум прохождения СВЧ мощности на частоте первой моды колебаний, а минимум на частоте второй моды колебаний. Во втором же канале, напротив, минимум прохождения будет наблюдаться на частоте первой моды колебаний, а максимум прохождения на частоте второй моды колебаний.

Недостатком диплексера на регулярных МПР является то, что в нем центральные частоты каналов разнесены всегда на октаву. Однако, этот недостаток можно исключить, если в конструкции диплексера использовать нерегулярные МПР, обладающие неэквидистантным спектром собственных колебаний. Например, резонаторы, состоящие из трех секций с различным волновым сопротивлением, позволяют в широких пределах сближать и удалять относительно друг друга собственные частоты двух первых мод. Это достигает-

ся путем увеличения или уменьшения различия волновых сопротивлений отдельных секций и изменением соотношения их длин. Одномерная модель нерегулярного микрополоскового резонатора представлена на рисунке 2.2

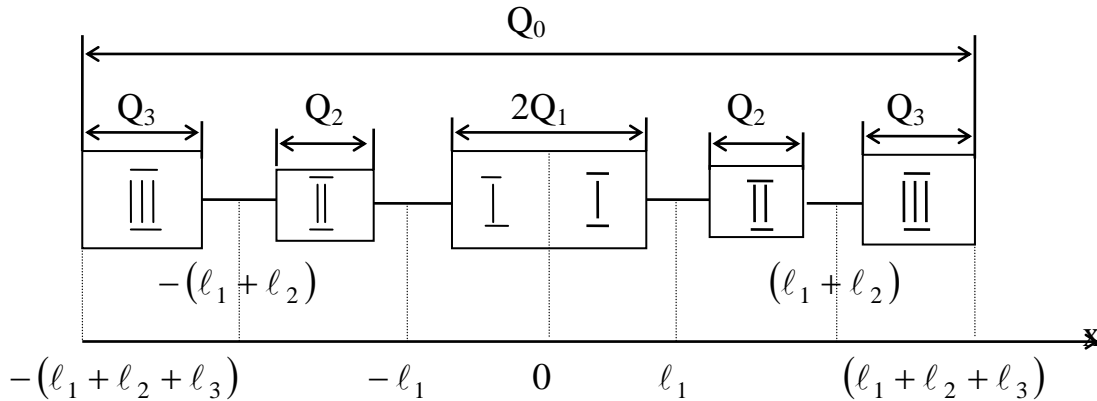


Рисунок 2.2 - Одномерная модель нерегулярного резонатора.

В такой модели каждая половина МПР состоит из трех отрезков регулярных микрополосковых линий, длины которых обозначены l_1, l_2 и l_3 , а ширины их полосок, соответственно W_1, W_2 и W_3 . В дальнейшем будем полагать, что ширина полоски первого (центрального) участка резонатора равна ширине полоски третьего (крайнего) участка, то есть $W_1 = W_3$. Очевидно, при этом будут равны и эффективные диэлектрические проницаемости этих участков ($\varepsilon_{1эфф} = \varepsilon_{2эфф}$) и их волновые сопротивления ($Z_1 = Z_3$).

Исходя из симметрии распределения амплитуды напряжения по длине полоски резонатора, все собственные колебания такого МПР можно разделить на симметричные и антисимметричные.

Уравнение для определения собственных частот нечетных (антисимметричных) мод колебаний МПР запишется

$$\operatorname{tg} Q_1 - \frac{\operatorname{tg} Q_2 + \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right) \cdot \operatorname{tg} Q_3}{1 - \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right) \cdot \operatorname{tg} Q_2 \cdot \operatorname{tg} Q_3} - \frac{Z_2}{Z_1} = 0, \quad (2.47)$$

где $Q_1 = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon_{1эфф}} \cdot l_1$; $Q_2 = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon_{2эфф}} \cdot l_2$; $Q_3 = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon_{1эфф}} \cdot l_3$ - электрические длины регулярных участков резонатора.

Уравнение для определения собственных частот (симметричных) мод колебаний имеет вид:

$$\frac{1}{\operatorname{tg}Q_1} \cdot \frac{\operatorname{tg}Q_2 + \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right) \cdot \operatorname{tg}Q_3}{1 - \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right) \cdot \operatorname{tg}Q_2 \cdot \operatorname{tg}Q_3} + \frac{Z_2}{Z_1} = 0 \quad (2.48)$$

В формулах (2.47) и (2.48) круговая частота ω соответствует первой гармонике исходного регулярного резонатора.

Решение уравнений (2.47) и (2.48) возможно провести численно. Для рассмотренного нерегулярного МПР максимальное и минимальное отношение частот f_2/f_1 имеет место при одном и том же условии – при равенстве электрических длин всех регулярных участков МПР. При этом разница волновых сопротивлений регулярных участков резонаторов определяет степень взаимного сближения или удаления резонансных частот первой и второй моды колебаний. Так, например, при $2Q_1/Q_0=1/3$ и при различии волновых сопротивлений регулярных участков в 10 раз отношение $f_2/f_1=1.13$, если низкоомный участок находится в средней части резонатора и $f_2/f_1=6.28$, если в средней части резонатора находится высокоомный участок. Таким образом, требуемые значения резонансных частот первой и второй моды колебаний практически всегда можно получить на нерегулярном МПР, состоящем всего из трех регулярных участков, отличающихся волновым сопротивлением.

Недостатком рассмотренного диплексера является наличие близко расположенных резонансных частот более высоких гармоник при больших скачках волнового сопротивления регулярных участков МПР.

Поэтому в некоторых случаях, при необходимости "отодвинуть" частоту третьей гармоники в более высокую область частот, не изменяя при этом резонансные частоты первой и второй моды колебаний необходимо увеличивать число участков с различными волновыми сопротивлениями.

Другой путь "отодвинуть" частоту третьей гармоники в более высокую область частот возможен при использовании связанных нерегулярных МПР, рисунок 2.3.

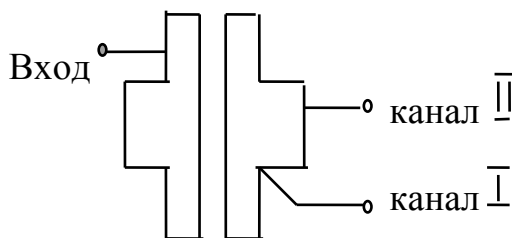


Рисунок 2.3 - Схема диплексера на нерегулярных МПР.

Отношение частот диплексера на нерегулярных МПР может быть уменьшено до 1.3. Дальнейшее уменьшение нецелесообразно, так как это приводит к существенному уменьшению добротности резонаторов, при $W_1/W_2 > 7$ и ухудшению параметров диплексера. Поэтому при необходимости

получить отношение частот $f_1/f_2 < 1.3$ лучше использовать составные нерегулярные МПР, отдельные участки которого изготовлены на подложках с различной диэлектрической проницаемостью.

Глава 3. Устройства СВЧ с намагниченным ферритом

Ферриты представляют собой сложные твердые растворы с кристаллической структурой, получаемые спеканием окиси железа с окислами никеля, цинка, магния, марганца, хрома, меди и других. Химический состав ферритов может быть описан формулой $M^{2+}O \cdot Fe_2O_3$, где M^{2+} - соответствующий металлический двухвалентный ион.

По внешним признакам ферриты имеют сходство с керамикой. Удельное сопротивление порядка $10^7 \div 10^8$ Ом·м при $\epsilon \approx 10 \div 15$. Большинство ферритов являются магнитомягкими материалами с $\mu \approx 10^2$ в слабых низкочастотных полях и $\mu > 1$ на СВЧ при отсутствии постоянного подмагничивающего магнитного поля.

3.1 Анизотропные среды

Долгое время считалось, что все пассивные электрические цепи безоговорочно подчиняются принципу взаимности. С появлением ферритов в конце 40-х годов был открыт большой класс устройств, не удовлетворяющих этому принципу.

При наложении постоянного подмагничивающего магнитного поля проявляются анизотропные свойства ферритов, выражающиеся в том, что абсолютная магнитная проницаемость представляет собой тензор, в то время как абсолютная диэлектрическая проницаемость является скалярной величиной.

Волновод или другая передающая СВЧ энергия линия, содержащая намагниченный феррит, обладает несколькими замечательными особенностями, в том числе:

- необратимыми или невзаимными (не подчиняющимися принципу взаимности) резонансными потерями;
- невзаимным вращением плоскости поляризации волны;
- невзаимным фазовым сдвигом;
- невзаимным изменением (смещением) структуры электромагнитного поля.

Предположим, что образец феррита помещен в постоянное магнитное поле \vec{H}_0 , ориентированное произвольным образом и называемое подмагничивающим полем. Под действием этого поля вектор намагниченности феррита \vec{M} стремится занять положение вдоль подмагничивающего поля. При этом траектория движения вектора \vec{M} описывается уравнением движения намагниченности

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\mu_0 \cdot \gamma [\vec{M} \cdot \vec{H}_0] , \quad (3.1)$$

где $\gamma = \frac{e}{m} = 1.76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$ - величина, равная отношению заряда электрона к его массе и называется гиромагнитным отношением электрона. Знак минус говорит о том, что вектора \vec{M} и $[\vec{M} \cdot \vec{H}_0]$ антипараллельны в пространстве.

Таким образом, свойства намагниченной среды будут теперь определяться направлением вектора намагниченности или направлением подмагничивающего поля.

3.2 Ферромагнитный резонанс

Пусть для определенности постоянное подмагничивающее поле \vec{H}_0 ориентировано вдоль оси z декартовой системы координат, так что $\vec{H}_0 = H_0 \cdot \vec{i}_z$. Вектор намагниченности является суммой составляющих по трем пространственным осям:

$$\vec{M} = M_x \cdot \vec{i}_x + M_y \cdot \vec{i}_y + M_z \cdot \vec{i}_z \quad (3.2)$$

Подставляя (3.2) в (3.1), получаем систему трех дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= -\mu_0 \cdot \gamma \cdot H_0 \cdot M_y, \\ \frac{dM_y}{dt} &= \mu_0 \cdot \gamma \cdot H_0 \cdot M_x, \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = 0,$$

которая описывает свободное движение вектора намагниченности в феррите, происходящее без внешних возбуждающих сил.

Система уравнений (3.3) будет полной, если дополним ее некоторыми начальными условиями:

$M_x|_{t=0} = M_{x0}$; $M_y|_{t=0} = M_{y0}$; $M_z = M_s = \text{const}$, где M_{x0} и M_{y0} - произвольные постоянные величины, характеризующие состояние вещества в момент времени $t=0$. Проекция M_z равна так называемой намагниченности насыщения M_s не зависящей от времени.

Продифференцировав первое уравнение из (3.3) по времени и воспользовавшись вторым уравнением, получим уравнение второго порядка относительно проекции M_x :

$$\frac{d^2 M_x}{dt^2} + \omega_p^2 \cdot M_x = 0 \quad (3.4)$$

Входящий сюда параметр $\omega_p = \mu_0 \cdot \gamma \cdot H_0$ называют частотой ферромагнитного резонанса.

Уравнение (3.4) есть уравнение гармонического осциллятора, которое описывает свободные колебания в динамических системах второго порядка без потерь. Будем искать решение этого уравнения в виде:

$$M_x(t) = A \cdot \cos \omega_p \cdot t + B \cdot \sin \omega_p \cdot t \quad (3.5)$$

В соответствии с первым уравнением (3.3)

$$M_y(t) = -\frac{1}{\omega_p} \cdot \frac{dM_x}{dt} = A \cdot \sin \omega_p \cdot t - B \cdot \cos \omega_p \cdot t \quad (3.6)$$

При $t = 0$, имеем $A = M_{x0}$, $B = -M_{y0}$ и поэтому

$$\begin{aligned} M_x &= M_{x0} \cdot \cos \omega_p \cdot t - M_{y0} \cdot \sin \omega_p \cdot t, \\ M_y &= M_{x0} \cdot \sin \omega_p \cdot t + M_{y0} \cdot \cos \omega_p \cdot t. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Из (3.7) видно, что

$$M_x^2 + M_y^2 = M_{x0}^2 + M_{y0}^2 = \text{const}, \quad (3.8)$$

есть уравнение окружности постоянного радиуса. То есть, при свободных колебаниях вектор \vec{M} перемещается в пространстве подобно вращательному движению волчка, наблюдаемое в том случае, если внезапно возникнет сила, действующая перпендикулярно оси вращения.

Частота ω_p зависит от напряженности подмагничивающего поля \vec{H}_0 и может оказаться в требуемой области частот СВЧ диапазона.

Амплитуда свободных колебаний вектора намагниченности с течением времени, вследствие неизбежных потерь, уменьшится до нуля, и вектор намагниченности установится по полю \vec{H}_0 .

3.3 Тензор магнитной проницаемости намагниченного феррита

Рассмотрим случай, когда в однородной бесконечно протяженной ферритовой среде помимо постоянного магнитного поля \vec{H}_0 существует высокочастотное магнитное поле \vec{h} , гармонически изменяющееся во времени с частотой ω . Как и прежде, вектор \vec{H}_0 ориентирован вдоль оси z , тогда

$$\vec{H} = H_0 \cdot \vec{i}_z + \vec{h} \quad (3.9)$$

Если феррит намагничен до насыщения, то

$$\vec{M} = M_s \cdot \vec{i}_z + m, \quad (3.10)$$

где m - переменная составляющая вектора намагниченности, вызванная наличием высокочастотного поля.

В дальнейшем будем рассматривать только линейные процессы в системе, когда

$$h \ll H_0 \quad \text{и} \quad m \ll M_s \quad (3.11)$$

Найдем связь между h и m . Для этого подставим (3.9) и (3.10) в уравнение движения (3.4) и, используя комплексную форму представления гармонических полей, будем иметь

$$j \cdot \omega \cdot \dot{m} = -\mu_0 \cdot \gamma [\dot{m} \cdot H_0] - \mu_0 \cdot \gamma [M_s \cdot \dot{h}] \quad (3.12)$$

Расписав векторные произведения в (3.12) и учитывая (3.11) получим

$$\begin{aligned} j \cdot \omega \cdot \dot{m}_x &= -\omega_p \cdot \dot{m}_y + \omega_s \cdot \dot{h}_y, \\ j \cdot \omega \cdot \dot{m}_y &= -\omega_p \cdot \dot{m}_x - \omega_s \cdot \dot{h}_x. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Здесь $\omega_p = \mu_0 \cdot \gamma \cdot H_0$, $\omega_s = \mu_0 \cdot \gamma \cdot M_s$ - параметр, имеющий размерность частоты.

Если проекции \dot{h}_x и \dot{h}_y заданы, то из (3.13) имеем:

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= -\frac{\omega_p \cdot \omega_s}{\omega^2 - \omega_p^2} \cdot \dot{h}_x - j \cdot \frac{\omega \cdot \omega_s}{\omega^2 - \omega_p^2} \cdot \dot{h}_y, \\ \dot{m}_y &= -\frac{j \cdot \omega \cdot \omega_s}{\omega^2 - \omega_p^2} \cdot \dot{h}_x - j \cdot \frac{\omega_p \cdot \omega_s}{\omega^2 - \omega_p^2} \cdot \dot{h}_y. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Безразмерные коэффициенты в правых частях (3.14) по своему физическому смыслу соответствуют магнитной восприимчивости

$$k_m = \frac{\omega_p \cdot \omega_s}{\omega^2 - \omega_p^2}; \quad k'_m = \frac{\omega \cdot \omega_s}{\omega^2 - \omega_p^2} \quad (3.15)$$

Тогда из (3.14) тензор магнитной восприимчивости запишется:

$$\vec{k}_m = \begin{bmatrix} -k_m & -j \cdot k'_m & 0 \\ j \cdot k_m & -k_m & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

Вектор высокочастотной магнитной индукции \dot{b} связан с \dot{h} и \dot{m} уравнением Максвелла

$$\dot{b} = \mu_0 \cdot (\dot{h} + \dot{m}) = \mu_0 \cdot \vec{\mu} \cdot \dot{h} \quad (3.17)$$

где $\vec{\mu}$ - тензор относительной магнитной проницаемости намагниченного феррита

$$\vec{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -j \cdot \mu' & 0 \\ j \cdot \mu' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

Подставляя (3.18) и (3.16) в (3.17) имеем:

$$\mu = 1 - k_m; \quad \mu' = k'_m \quad (3.19)$$

Материальные среды с тензором магнитной проницаемости вида (3.18) называют гиротропной средой.

3.4 Поперечное распространение ЭМВ в намагниченном феррите. Эффект Каттон - Мутона

Рассмотрим идеализированную задачу о распространении однородной плоской электромагнитной волны в неограниченной гиротропной среде при условии, что волна распространяется в направлении, перпендикулярном вектору постоянного подмагничивающего поля \vec{H}_0 .

Пусть по-прежнему вектор \vec{H}_0 ориентирован вдоль положительного направления оси z . Далее предположим, что плоская электромагнитная волна распространяется вдоль оси x , так что все проекции векторов поля имеют комплексные амплитуды, пропорциональные множителю $\exp(-j \cdot \beta \cdot x)$, где β - некоторый коэффициент фазы (продольное волновое число). Будем считать также, что электромагнитное поле однородно в любой плоскости $x = \text{const}$, и поэтому $\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$.

Предположим вначале, что магнитный вектор плоской волны имеет единственную отличную от нуля проекцию \dot{h}_z , в то время как $\dot{h}_x = \dot{h}_y = 0$. Тогда из уравнений Максвелла следует, что только $\dot{e}_y \neq 0$, а $\dot{e}_x = \dot{e}_z = 0$. Таким образом, волновой процесс характеризуется лишь двумя комплексными амплитудами \dot{h}_z и \dot{e}_y , которые удовлетворяют системе двух уравнений

$$\frac{d\dot{h}_z}{dx} = -j \cdot \omega \cdot \varepsilon_a \cdot \dot{e}_y, \quad \frac{d\dot{e}_y}{dx} = -j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \dot{h}_z \quad (3.19)$$

Если теперь из уравнений (3.19) исключить одно неизвестное, например \dot{e}_y , продифференцировав первое уравнение по x , то приходим к уравнению Гельмгольца

$$\frac{d^2\dot{h}_z}{dx^2} + \omega^2 \cdot \varepsilon_a \cdot \mu_0 \cdot \dot{h}_z = 0 \quad (3.20)$$

Одно из линейно независимых решений такого уравнения описывает однородную плоскую волну, которая распространяется в сторону увеличения координаты x :

$$\dot{h}_z = h_m \cdot e^{-j\beta \cdot x},$$

где h_m - произвольный амплитудный коэффициент, $\beta = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon_a \cdot \mu_0}$ - коэффициент фазы. Такую волну, ничем не отличающуюся от плоской электромагнитной волны в однородной изотропной среде с параметрами ε_a и μ_0 , называют обыкновенной волной.

Рассмотрим теперь другую электромагнитную волну, также распространяющуюся в поперечном направлении вдоль координаты x , но с иной поляризацией, а именно будем считать, что электрический вектор такой волны имеет единственную отличную от нуля проекцию \dot{e}_z .

В этом случае уравнения Максвелла запишутся:

$$\begin{aligned}\frac{d\dot{e}_z}{dx} &= j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \left(\mu - \frac{\mu'^2}{\mu} \right) \cdot \dot{h}_y, \\ \frac{d\dot{h}_y}{dx} &= j \cdot \omega \cdot \varepsilon_a \cdot \vec{e}_z.\end{aligned}\quad (3.21)$$

Объединяя первое и второе уравнения (3.21), приходим к уравнению Гельмгольца

$$\frac{d^2 \dot{h}_y}{dx^2} + \beta^2 \cdot \dot{h}_y = 0,$$

решение которого описывает однородную плоскую волну, распространяющуюся в положительном направлении оси x . Коэффициент фазы данной волны

$$\beta = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon_a \cdot \mu_0} \cdot \sqrt{\mu - \frac{\mu'^2}{\mu}}, \quad (3.22)$$

определяется числовыми значениями компонентов тензора магнитной проницаемости. Такая волна помимо поперечной составляющей магнитного вектора с проекцией \dot{h}_y имеет продольную составляющую с проекцией \dot{h}_x и поэтому является волной Н - типа. Ее принято называть необыкновенной волной.

Фазовые скорости обыкновенной и необыкновенной волн в общем случае различны, что приводит к интересной особенности волнового процесса при прохождении слоя толщиной ℓ гиротропной среды. Предположим, что на слой намагниченного феррита толщиной ℓ из вакуума падает плоская волна в направлении, перпендикулярном направлению подмагничивающего поля. Если плоскость поляризации волны ориентирована произвольным образом, то в общем случае вектор \vec{e} падающей волны имеет составляющую e_1 , перпендикулярную подмагничивающему полю, и составляющую e_2 , которая направлена вдоль вектора \vec{H}_0 . Тогда, составляющая e_1 возбуждает в феррите обыкновенную волну, а составляющая e_2 - необыкновенную волну. Фазовые скорости этих двух пространственно - ортогональных волн различны. Поэтому в пространстве за пластиной обыкновенная и необыкновенная волны складываясь, образуют однородную плоскую волну с вращающейся эллиптической поляризацией. В частном случае, когда фазовый сдвиг составляет 90° , а амплитуды обеих волн равны, поляризация прошедшей волны будет круговой. Явление преобразования поляризации плоской волны в слое гиротроп-

ной среды при поперечном распространении получило название эффекта Коттон - Мутона.

3.5 Продольное распространение ЭМВ в намагниченном феррите. Эффект Фарадея

Рассмотрим случай, когда плоская электромагнитная волна распространяется в неограниченной гиротропной среде вдоль направления постоянного подмагничивающего поля. При этом все проекции векторов поля будут зависеть от продольной координаты z по закону $\exp(\pm j \cdot \beta \cdot z)$; выбор знака аргумента комплексной экспоненты обусловлен выбором одного из двух возможных направлений движения волновых фронтов.

Будем считать, что волны однородны в поперечной плоскости $z = \text{const}$ и поэтому $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$. Тогда из уравнений Максвелла следует, что $\dot{e}_z = \dot{h}_z = 0$, то есть рассматриваемые решения уравнений Максвелла обязательно являются чисто поперечными Т - волнами.

В рассматриваемом случае уравнения Максвелла запишутся:

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{h}_y}{dz} &= -j \cdot \omega \cdot \varepsilon_a \cdot \dot{e}_x, \\ \frac{d\dot{h}_x}{dz} &= j \cdot \omega \cdot \varepsilon_a \cdot \dot{e}_y, \\ \frac{d\dot{e}_y}{dz} &= j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \mu \cdot \dot{h}_x + \omega \cdot \mu_0 \cdot \mu' \cdot \dot{h}_y, \\ \frac{d\dot{e}_x}{dz} &= \omega \cdot \mu_0 \cdot \mu' \cdot \dot{h}_x - j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \mu \cdot \dot{h}_y. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Поскольку в (3.23) четыре независимых уравнения то, свести их к одному уравнению Гельмгольца не удастся. Однако, вводя параметр $\beta_\phi^2 = \omega^2 \cdot \varepsilon_a \cdot \mu_0$, можно записать эквивалентную систему двух дифференциальных уравнений второго порядка в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \dot{h}_y}{dz^2} &= -j \cdot \beta_\phi^2 \cdot \mu' \cdot \dot{h}_x - \beta_\phi^2 \cdot \mu \cdot \dot{h}_y, \\ \frac{d^2 \dot{h}_x}{dz^2} &= -\beta_\phi^2 \cdot \mu \cdot \dot{h}_x + j \cdot \beta_\phi^2 \cdot \mu' \cdot \dot{h}_y. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Решение этих уравнений будем искать в виде

$$\begin{aligned} \dot{h}_x &= \dot{h}_{x0} \cdot e^{(\mp j \beta \cdot z)}; \\ \dot{h}_y &= \dot{h}_{y0} \cdot e^{(\mp j \beta \cdot z)}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

где β - коэффициент фазы, который предстоит найти.

Подставляя (2.25) в (3.24) получим систему алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} j \cdot \beta_{\phi}^2 \cdot \mu' \cdot \dot{h}_{x0} + (\beta_{\phi}^2 \cdot \mu - \beta^2) \cdot \dot{h}_{y0} &= 0 \\ (\beta_{\phi}^2 \cdot \mu - \beta^2) \cdot \dot{h}_{x0} - j \cdot \beta_{\phi}^2 \cdot \mu' \cdot \dot{h}_{y0} &= 0 \end{aligned} \quad (3.26)$$

Чтобы эти уравнения были совместными, необходимо потребовать обращения в нуль определителя данной системы:

$$\beta_{\phi}^4 \cdot \mu'^2 - (\beta_{\phi}^2 \cdot \mu - \beta^2)^2 = 0 \quad (3.27)$$

Из (3.27) имеем $\pm \beta_{\phi}^2 \cdot \mu' = \beta_{\phi}^2 \cdot \mu - \beta^2$, откуда

$$\beta = \pm \beta_{\phi} \cdot \sqrt{\mu \mp \mu'} \quad (3.28)$$

Знак "+" соответствует прямой волне, знак "-" - обратной. Подставляя (3.28) в первое уравнение (3.26), получим

$$\begin{aligned} j \cdot \dot{h}_{x0} \pm \dot{h}_{y0} &= 0, \quad \text{или} \\ \dot{h}_{y0} &= \pm j \cdot \dot{h}_{x0} \end{aligned} \quad (3.29)$$

Множитель "j" говорит о том, что компоненты поля сдвинуты по фазе на 90° , а это есть волна, поляризованная по кругу.

Таким образом, при продольном распространении волн в намагниченном феррите существуют две независимые моды:

- 1) поляризованная по кругу волна с левым направлением вращения, у которой $\dot{h}_{y0} = -j \cdot \dot{h}_{x0}$ и $\beta_{\text{л}} = \beta_{\phi} \cdot \sqrt{\mu - \mu'}$;
- 2) аналогичная волна с правым направлением вращения, у которой $\dot{h}_{y0} = j \cdot \dot{h}_{x0}$ и $\beta_{\text{пр}} = \beta_{\phi} \cdot \sqrt{\mu + \mu'}$.

Предположим, что в плоскости $z=0$, одновременно возбуждены обе моды с одинаковыми амплитудами. Тогда в этой плоскости комплексная амплитуда суммарного магнитного вектора

$$\dot{h}(0) = \dot{h}_{x0} \cdot \vec{i}_x + j \cdot \dot{h}_{x0} \cdot \vec{i}_y + \dot{h}_{x0} \cdot \vec{i}_x - j \cdot \dot{h}_{x0} \cdot \vec{i}_y = 2 \cdot \dot{h}_{x0} \cdot \vec{i}_x$$

ориентирована вдоль оси x и отвечает линейно поляризованной волне.

В поперечной плоскости с произвольной координатой z магнитный вектор имеет комплексную амплитуду

$$\dot{h}(z) = \dot{h}_{x0} \cdot \left(e^{-j\beta_{\text{пр}} \cdot z} \cdot \vec{i}_x + j \cdot e^{-j\beta_{\text{пр}} \cdot z} \cdot \vec{i}_y + e^{-j\beta_{\text{л}} \cdot z} \cdot \vec{i}_x - j \cdot e^{-j\beta_{\text{л}} \cdot z} \cdot \vec{i}_y \right)$$

Преобразуя правую часть с помощью формул Эйлера, получим

$$\dot{h}(z) = 2 \cdot \dot{h}_{x0} \cdot e^{\left(-j \frac{\beta_{\text{пр}} + \beta_{\text{л}}}{2}\right)z} \cdot \left[\cos\left(\frac{\beta_{\text{пр}} - \beta_{\text{л}}}{2} \cdot z\right) \cdot \vec{i}_x + \sin\left(\frac{\beta_{\text{пр}} - \beta_{\text{л}}}{2} \cdot z\right) \cdot \vec{i}_y \right] \quad (3.30)$$

Отсюда следует, что $\beta = \frac{(\beta_{\text{пр}} + \beta_{\text{л}})}{2}$ и при любом z суммарная волна имеет линейную поляризацию. Если при $z = 0$ магнитный вектор волны ориентиро-

ван вдоль оси x , то при $z = e$ окажется повернутым относительно оси x на угол

$$\varphi(e) = \frac{(\beta_{\text{пр}} - \beta_{\text{л}}) \cdot e}{2} \quad (3.31)$$

Явление поворота плоскости поляризации электромагнитной волны в гиротропной среде при ее распространении вдоль постоянного подмагничивающего поля называют эффект Фарадея. Причем, поворот плоскости поляризации носит невозвратный характер. Если, например, вектор \vec{e} при распространении вдоль подмагничивающего поля поворачивается против движения стрелки часов, то при обратном распространении этот вектор будет поворачиваться в таком же самом направлении, поскольку знак угла φ в (3.31) не зависит от направления распространения волны.

3.6 Эффект "смещения поля"

Рассмотрим прямоугольный волновод, по которому распространяется основной тип волны H_{10} . Прямоугольную систему координат выберем так, что ось x совпадает с широкой стенкой волновода, ось y направлена вдоль волновода и ось z совпадает с узкой стенкой. Тогда пространственные зависимости комплексных амплитуд декартовых проекций векторов электромагнитного поля для волны типа H_{10} запишутся

$$\begin{aligned} \dot{e}_x &= 0 \\ \dot{e}_y &= 0 \\ \dot{e}_z &= -j \cdot \frac{\omega \cdot \mu_0 \cdot a}{\pi} \cdot \dot{h}_0 \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \cdot e^{-jk \cdot y}, \\ \dot{h}_x &= j \cdot \frac{k \cdot a}{\pi} \cdot \dot{h}_0 \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \cdot e^{-jk \cdot y}, \\ \dot{h}_y &= \dot{h}_0 \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \cdot e^{-jk \cdot y}, \\ \dot{h}_z &= 0 \end{aligned} \quad (3.32)$$

Здесь a - размер широкой стенки волновода, k - продольное волновое число.

Магнитный вектор с комплексной амплитудой $\dot{h} = \dot{h}_x \cdot \vec{i}_x + \dot{h}_y \cdot \vec{i}_y$ имеет в общем случае эллиптическую поляризацию, поскольку проекции \dot{h}_x и \dot{h}_y всегда сдвинуты по фазе на $\frac{\pi}{2}$ радиан; при этом они по-разному зависят как от рабочей частоты ω , так и от координаты x в поперечной плоскости. В ре-

зультате отношение осей поляризационного эллипса будет различным в разных точках.

Однако, на отрезке $0 \leq x \leq a$ всегда найдется две такие точки x_1 и x_2 , в которых вектор напряженности магнитного поля будет поляризован по кругу с левым и правым направлением вращения соответственно. Координаты этих точек должны удовлетворять уравнениям

$$|\dot{h}_x(x_{1,2})| = |\dot{h}_y(x_{1,2})| \quad (3.33)$$

или

$$\begin{aligned} \frac{k \cdot a}{\pi} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot x_1}{a}\right) &= \cos\left(\frac{\pi \cdot x_1}{a}\right), \\ \frac{k \cdot a}{\pi} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot x_2}{a}\right) &= -\cos\left(\frac{\pi \cdot x_2}{a}\right). \end{aligned} \quad (3.34)$$

Откуда,

$$x_1 = \frac{a}{\pi} \cdot \operatorname{arctg}\left(\frac{\pi}{k \cdot a}\right), \quad (3.35)$$

$$x_2 = a - x_1$$

Из (3.35) видно, что точки x_1 и x_2 располагаются симметрично относительно центра широкой стенки волновода.

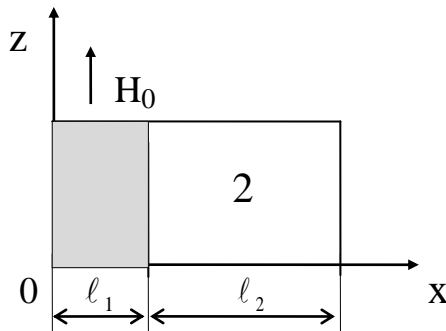


Рисунок 3.1 - Конфигурация расположения феррита в прямоугольном волноводе.

Поместим в волновод пластину намагниченного феррита, как показано на рис. 3.1. для тензора магнитной проницаемости пластины примем выражение (3.18).

Единственная электрическая составляющая поля \vec{e}_z в рассматриваемом случае в области 1 будет создавать необыкновенную волну

$$\vec{e}_{z1} = A \cdot \sin k_{\perp x} \cdot x \quad (3.36)$$

В области 2 будем иметь по прежнему

$$\vec{e}_{z2} = A \cdot \frac{\sin k_{\perp x} \cdot l_1}{\sin k_{0x} \cdot l_2} \cdot \sin[k_{0x} \cdot (a - x)]. \quad (3.37)$$

Здесь приняты обозначения

$$A = -j \cdot \frac{\omega \cdot \mu_0 \cdot a}{\pi} \cdot h_0 ; \quad k_{\perp x} = \sqrt{k_{\perp}^2 - k_y^2} ;$$

$$k_{0x} = \sqrt{k_0^2 - k_y^2} , \quad \mu_{\perp} = \left(\mu - \frac{\mu'^2}{\mu} \right) ;$$

$$k_0 = \frac{\omega}{C} ; \quad k_{\perp} = k_0 \cdot \sqrt{\mu_{\perp}} .$$

При $x = t_1$ поля (3.36) и (3.37) должны совпадать, откуда постоянная распространения определяется уравнением

$$\pm \frac{\mu'}{\mu} \cdot k_y \cdot \operatorname{tg} \cdot k_{0x} \cdot \ell_2 \cdot \operatorname{tg} \cdot k_{\perp x} \cdot \ell_1 + k_{\perp x} \cdot \operatorname{tg} \cdot k_{0x} \cdot \ell_2 + \frac{\mu_{\perp}}{\mu_0} \cdot k_{0x} \cdot \operatorname{tg} \cdot k_{\perp x} \cdot \ell_1 = 0, \quad (3.38)$$

где верхний знак относится к прямым, а нижний - к обратным волнам.

Поскольку $k_{y\text{пр}} \neq k_{y\text{обр}}$, структура электрического поля в поперечном сечении волновода будет различной для прямых и обратных волн.

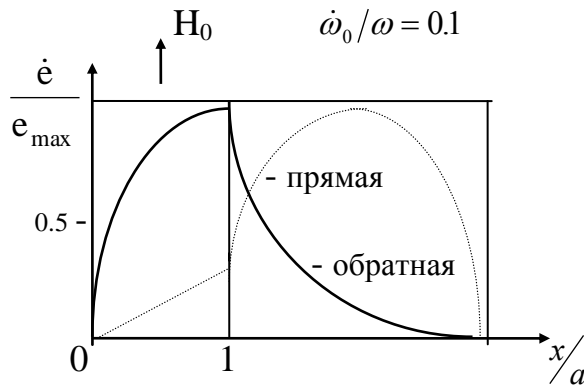


Рисунок 3.2 - Распределение поля в прямоугольном волноводе с ферритом.

Уравнение (3.38) может быть решено только численными методами для конкретного феррита. На рис. 3.2 приведено распределение электрического поля в поперечной плоскости прямоугольного волновода частично заполненного ферритом. Из рис. 3.2 видно, что прямая волна проходит вдоль волновода без изменения своей конфигурации в поперечном сечении, а обратная волна - распространяется вдоль поверхности феррита -

подобно поверхностной волне. Это явление получило название эффекта "смещения поля", на котором могут быть построены невзаимные СВЧ устройства.

3.7 Вентиль на эффекте "смещения поля"

Если на поверхности феррита разместить поглощающую пленку (сажа, графит) (см. рис. 3.2) то, поскольку поле прямой волны в месте расположения пленки имеет малое значение, поглощение прямой волны мало. Наоборот, обратная волна в месте расположения пленки имеет максимальную амплитуду, и обратная волна будет интенсивно в ней затухать.

Внешнее подмагничивающее магнитное поле \vec{H}_0 создается обычно постоянным магнитом. Рабочая величина магнитного поля, которая требуется

для создания необходимых условий, примерно соответствует значению, при котором $\mu_{\perp} \cong 0$, т. е. определяется из соотношения

$$\frac{\omega_0}{\omega} = 1 - \frac{4 \cdot \pi \cdot M_s}{H_0} \quad (3.39)$$

Потери прямой волны определяются главным образом шириной резонансной кривой феррита. Они падают с уменьшением ширины кривой примерно по линейному закону. Существенное влияние на потери прямой волны оказывает также величина намагниченности феррита. Потери прямой волны уменьшаются с ростом намагниченности. Следовательно, в случае феррита с большой намагниченностью и малой шириной резонансной кривой пленка почти не сказывается на потерях прямой волны.

Затухание обратной волны определяется главным образом поглощающей пленкой.

Допустимый уровень мощности, при котором может работать вентиль на смещении поля, определяется, в конечном счете, максимальной мощностью, которую может рассеять поглощающая пленка.

Диапазонные свойства вентиля на смещении поля определяются зависимостью структуры поля прямой и обратной волн от изменения частоты. При увеличении частоты, как правило, происходит рост прямых потерь.

С уменьшением частоты нарушается структура поля обратной волны (которая перестает быть поверхностной), что приводит к ослаблению затухания обратной волны. В целом вентили на смещении поля являются широкополосными СВЧ устройствами.

Согласование вентиля на смещении поля достигается путем подбора высоты ферритовой пластины. Можно добиться значительно лучшего согласования ($K_{СВ} < 1.05$), если использовать ферритовую пластину со скосами на обоих концах. Длина пластины обычно выбирается равной λ_0 .

Температурные характеристики вентиля зависят в большей степени от свойств феррита. Они определяются стабильностью его параметров ($4 \cdot \pi \cdot M_s$ и $2 \cdot \Delta H$) при изменениях температуры.

3.8 Вентиль на эффекте ферромагнитного резонанса

Принцип работы резонансного вентиля основан на явлении невзаимного поглощения при ферромагнитном резонансе.

Из (3.35) видно, что в точках x_1 и x_2 направления вращения вектора \vec{h} будут противоположны. Для падающей волны вращение вектора \vec{h} будет происходить по часовой стрелке в точке x_1 , а в точке x_2 - против часовой стрелки.

Наоборот, для отраженной волны вращение в точке x_1 теперь происходит против часовой стрелки, а в точке x_2 - по часовой стрелке.

Поместим внутри волновода, например, в точку x_1 продольную пластину феррита, которая имеет скосы с обоих концов для уменьшения отражений и пусть пластина намагничена до насыщения постоянным полем \vec{H}_0 , направленным перпендикулярно широким стенкам волновода. При этом внутри феррита векторы \vec{h} падающей и отраженной волн лежат в плоскости, перпендикулярной \vec{H}_0 и вращаются в противоположные стороны. Следовательно, одна из этих волн, вектор \vec{h} которой вращается по часовой стрелке, является волной с положительным направлением вращения (совпадающим с направлением прецессии \vec{M} в намагниченном феррите), интенсивно взаимодействует с ферритом и характеризуется скалярной эквивалентной магнитной проницаемостью $\mu_{\text{экв}+}$, которая учитывает, что феррит заполняет лишь часть поперечного сечения волновода. Отраженная от нагрузки волна распространяется вдоль волновода в противоположном направлении и имеет вектор \vec{h} в феррите, вращающийся против часовой стрелки. Эта волна испытывает малое затухание при всех значениях \vec{H}_0 и характеризуется эквивалентной магнитной проницаемостью $\mu_{\text{экв}-}$. Различные значения $\mu_{\text{экв}}$ для падающей и отраженной волн создают эффект невзаимности - зависимость коэффициента распространения волны от направления ее распространения.

Если, например, пластина феррита помещена в точку x_2 , то картина распределения поля изменится на противоположную. Падающая волна характеризуется магнитной проницаемостью $\mu_{\text{экв}-}$, а отраженная волна - магнитной проницаемостью $\mu_{\text{экв}+}$. Если теперь величина H_0 примерно равна резонансному значению $H_{\text{рез}}$, то для отраженной волны обеспечим условие ферромагнитного резонанса, вызывающего ее сильное поглощение в феррите. В то же время потери падающей волны в феррите окажутся очень малы. Рассмотренное невзаимное устройство представляет собой вентиль, в котором использовано явление ферромагнитного резонанса.

С изменением частоты ω дисперсия волны \vec{h} приводит к довольно быстрому изменению значения x_2 и, следовательно, к нарушению условий существования внутри феррита круговой поляризации \vec{h} . Для обеспечения внутри феррита круговой поляризации в более широкой полосе частот обычно применяют специально подобранные диэлектрические пластины, расположенные рядом с ферритом и концентрирующие электромагнитное поле.

Для расширения полосы рабочих частот выгодно использовать ферриты с большой величиной ΔH . Относительная полоса частот, в которой резонансный вентиль обеспечивает достаточно большое затухание отраженной волны (20 - 25 дБ), обычно не превышает 10 - 12 %.

3.9 Ферритовый циркулятор

В § 3.4 было рассмотрено поперечное распространение ЭМВ в намагниченном феррите и было показано, что в этом случае в феррите может распространяться необыкновенная волна, если вектор $\vec{e}_z \parallel \vec{H}_{0z}$. Аналогичное явление будет иметь место в прямоугольном волноводе, частично заполненном ферритом. Коэффициент распространения (3.22) в этом случае переписывается

$$\beta = \pm \sqrt{\omega^2 \cdot \epsilon_a \cdot \mu_0 \cdot \mu_{\text{экв}\pm} - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \quad (3.40)$$

Знак "+" соответствует прямой волне, знак "-" - обратной. Таким образом, падающая волна при прохождении вдоль ферритовой пластины получит больший сдвиг по фазе, чем отраженная. Это явление используется для создания СВЧ циркуляторов. Простейший циркулятор представляет собой трехплечное соединение прямоугольных волноводов, оси которых образуют угол 120° (рисунок 3.3.).

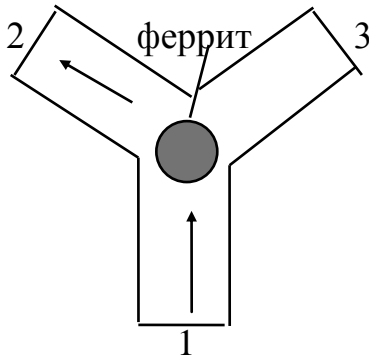


Рисунок 3.3 - Y - циркулятор.

В центре сочленения располагается намагниченная ферритовая шайба. Величину H_0 выбирают значительно меньше резонансной. Упрощенно действие этого циркулятора можно представить следующим образом. При поступлении волны из плеча 1 поля в плечах 2 и 3 являются результатом суперпозиции двух волн - первичной и вторичной. Первичные волны в плечах 2 и 3 симметрично тройника имеют одинаковые амплитуды и фазы. Ам-

плитуды и фазы вторичных волн в плечах 2 и 3 зависят от размеров и электрических характеристик намагниченной ферритовой шайбы. Можно так подобрать эти параметры, чтобы первичные и вторичные волны имели одинаковые амплитуды и были бы в плече 2 синфазны, а в плече 3 противофазны. При этом волна из плеча 1 проходит в плечо 2. Вследствие симметрии устройства действие циркулятора происходит по схеме $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$. При противоположном направлении поля \vec{H}_0 циркулятор действует по схеме $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Для расширения полосы рабочих частот Y-циркулятора оказывается целесообразным ферритовую шайбу поместить в диэлектрическое кольцо. Подобные серийные циркуляторы работают в полосе частот 10-15 % от центральной частоты, вносят потери не более 0.5 дБ, обеспечивают развязку между плечами не менее 20 дБ и имеют $K_{СВН} = 1.08 \div 1.10$.

3.10 Ферритовый фазовращатель

Вернемся к формуле (3.40), из которой следует, что если сделать величину H_0 значительно меньше резонансной, то вентиль на эффекте ферромагнитного резонанса превращается в невзаимный фазовращатель, причем $\beta_- > \beta_+$. Таким образом, падающая волна при прохождении вдоль ферритовой пластины получить большой сдвиг по фазе, чем отраженная. Если направление \vec{H}_0 поменять на противоположное, получим обратный эффект.

Глава 4. Средства измерений на СВЧ

4.1 Классификация измерительных приборов

В лабораторной практике измерений на СВЧ чаще всего приходится иметь дело с приборами следующих подгрупп:

- Г – генераторы измерительные;
- Д – аттенюаторы и приборы для измерения ослаблений;
- Э – измерительные устройства коаксиальных и волноводных трактов;
- М – приборы для измерения мощности;
- Ч – приборы для измерения частоты и времени;
- Р – приборы для измерения параметров элементов и трактов с распределенными постоянными;
- П – приборы для измерения напряженности поля и радиопомех;
- У – усилители измерительные;
- В – приборы для измерения напряжения;
- Б – источники питания для измерений или измерительных приборов.

Каждая подгруппа по основной выполняемой функции делится на виды, обозначаемые цифрами по порядку. По совокупности технических характеристик и очередности разработок виды делятся на типы. Каждому типу прибора присвоены порядковые номера, перед которыми ставится черточка (дефис). В случае модернизации или усовершенствования прибора в конце обозначения прибора добавляется буква А (при первой модернизации), В (при второй) и т. д. по порядку. Например, Г4–70, Г4–50 – генераторы высокочастотные (вид Г4); М3–1А, М3–10 – измерители малых уровней мощности (вид М3); Ч2–9А, Ч2–32 – частотомеры резонансные (вид Ч2); Р1–3, Р1–7 – измерительные линии (вид Р1); Р2–53, Р2–72 – измеритель КСВН, панорамный (вид Р2) и т. д.

4.2 Измерительная линия и методики измерений параметров СВЧ трактов

Линии измерительные предназначены для измерения КСВ, полных сопротивлений, длины волны и других характеристик волноводных и коаксиальных трактов различных радиоустройств.

Измерительные линии разделяются на коаксиальные и волноводные.

Коаксиальные измерительные линии в настоящее время перекрывают диапазон частот от 500 МГц до 40 ГГц и в свою очередь разделяются на щелевые и бесщелевые.

Волноводные измерительные линии перекрывают диапазон частот от 2.6 до 220 ГГц и могут выполняться как на отдельные сечения волноводов, так и комплектами, состоящими из нескольких секций с общими механической и индикаторной системами.

К достоинствам как коаксиальных, так и волноводных измерительных линий следует отнести то, что источники их погрешности определяются поэлементно и при необходимости могут быть исключены или уменьшены за счет статистической обработки результатов измерений, что позволяет получить высокую точность измерения, не предъявляя особо жестких требований к параметрам измерительных линий.

Измерительные линии представляют отрезки однородных линий, снабженных индикаторной головкой с зондом, проходящим внутрь линии передачи СВЧ энергии. Схема измерительной линии показана на рисунке 4.1.

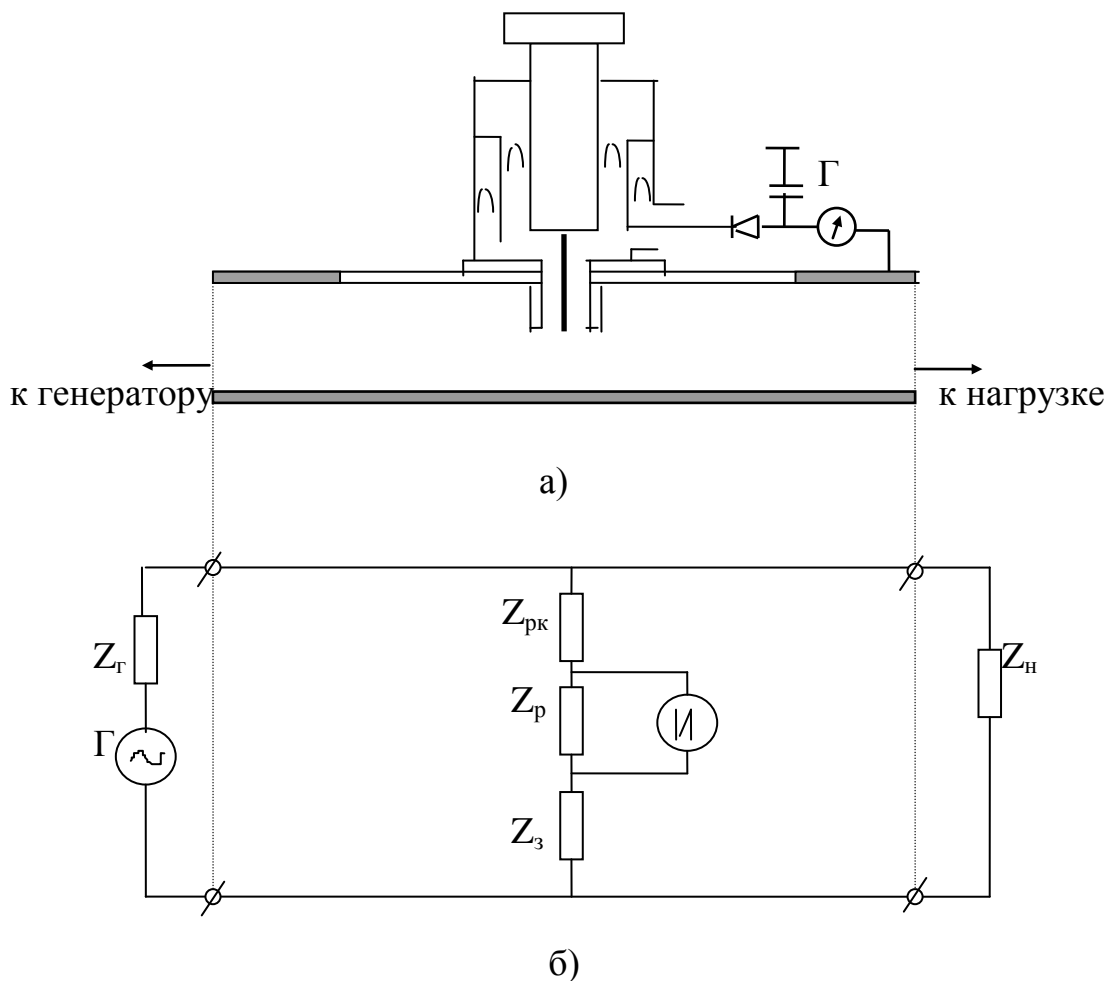


Рисунок 4.1 - Устройство волноводной измерительной линии а) и ее эквивалентная схема б).

При перемещении измерительной головки вдоль волновода на зонде наводится электродвижущая сила, пропорциональная напряженности электрического поля, существующей в том месте, где находится зонд. Таким образом, можно снять картину распределения поля вдоль измерительной линии. По распределению поля стоячей волны в линии определяются относительные амплитуды и фазы поля, которые и используются для вычисления параметров нагрузок. Обычно достаточно определить положение экстремальных точек в линии (точек максимума и минимума) и их относительные величины. По этим данным вычисляются параметры высокочастотных устройств, подключенных к линии в качестве нагрузок.

Для обеспечения индикации электрического поля в линии зонд должен отбирать часть мощности из линии. Это эквивалентно включению в нее некоторой шунтирующей проводимости, вызывающей искажение картины стоячей волны в линии. Так как в общем случае эта проводимость зонда будет величиной комплексной, то, очевидно, что будут наблюдаться искажения поля стоячей волны в измеряемой точке, как по амплитуде, так и по фазе. Активная составляющая этой комплексной проводимости характеризует величину поглощаемой зондом энергии, а реактивная составляющая зависит от настройки зонда и определяет смещение измеряемой картины стоячей волны относительно истинной. Мощность, наводимая на зонде полем, поступает в индикаторную головку, которая состоит, как правило, из настраиваемого резонатора коаксиального типа и связанной с ним детекторной секции. Эквивалентную схему измерительной линии (рис. 4.1 б) можно рассматривать при последовательно включенных сопротивлениях: z_3 – сопротивление между внутренним проводником (нижней стенкой) линии передачи и зондом; z_p – сопротивление резонатора; z_{pk} – сопротивление между внешними проводниками резонатора и

линией, оно, как правило, меньше z_p и z_3 . Настраивая резонатор, можно добиться максимальной отдачи энергии в головку и на детекторную секцию. При этом реактивная составляющая импеданса зонда компенсируется реактивной составляющей входного импеданса резонатора ($Jm \cdot z_3 = -Jm \cdot z_p$), а сопротивление, эффективно включенное в линию $z_{ш}$, становится чисто активным. Активная проводимость, располагаемая в экстремальных сечениях линии, несколько изменяет активное сопротивление в этих сечениях, но не смещает картины стоячих волн вдоль линии. Таким образом, условие максимальной отдачи мощности в индикаторную головку совмещается с условием минимальных искажений картины стоячих волн за счет шунтирующего действия зонда.

Г

Рисунок 4.2 - Схема включения линии в тракт.

Типовая схема включения измерительной линии в СВЧ тракт показана на рисунке 4.2. Измерительная линия с подсоединенной к ней испытуемой нагрузкой представляет собой некоторое сопротивление, которое в ходе измерений может

меняться в широких пределах. При измерении сопротивления нагрузки, на которую работает генератор, будет наблюдаться изменение генерируемой мощности и частоты колебаний - явление рассогласования генератора и нагрузки. Поэтому генератор и измерительная линия должны быть развязаны с помощью аттенюатора (5÷10 дБ) или вентилем.

При исследовании распределения поля вдоль линии непосредственно измеряется выпрямленный ток детектора. Зависимость между током детектора $J_{\text{дет}}$ и приложенным высокочастотным напряжением U , пропорциональным напряженности поля в точке, где находится зонд и глубине погружения зонда в линию, в общем случае может быть представлена в виде

$$J_{\text{дет}} = k \cdot |U|^m, \quad (4.1)$$

где k и m - параметры, зависящие от свойств детектора, приложенного напряжения U и глубины погружения зонда. Для современных детекторов, если ток не превышает величину 10 мкА, величина $m \cong 2$, т. е. характеристика детектора квадратична. В случаях, когда ток детектора превышает величину 10 мкА для относительных измерений необходимо проводить градуировку детектора.

Все фазовые измерения, проводимые с помощью измерительной линии, связаны с определением координаты положения минимума в распределении поля. С целью повышения точности отсчета положений минимумов следует пользоваться методом "вилки", находя точки по обе стороны от минимума, где показания индикатора оказываются одинаковыми. При квадратичном детекторе величину двух равных значений тока $J_{1,2}$, по которым положение минимума будет определяться с наименьшей погрешностью, следует выбирать по соотношению

$$\frac{J_{1,2}}{J_{\text{min}}} = \frac{2 \cdot S^2}{S^2 + 1}, \quad (4.2)$$

где J_{min} - величина тока детектора, соответствующая минимуму напряжения, S - измеряемый КСВН.

При фазовых измерениях необходимо также знать длину волны в линии. Для более точного измерения длины волны работают в режиме короткого замыкания. При короткозамкнутой линии определяют расстояние между крайними узлами в линии. Длина волны в линии находится как удвоенное рассто-

яние между крайними узлами, деленное на число пучностей напряжения, содержащихся между крайними узлами напряжения

$$\lambda_{\text{Л}} = \frac{2 \cdot \ell_{\text{min}}}{n_{\text{max}}}, \quad (4.3)$$

При определении смещения минимумов поля в ходе эксперимента пользуются обычно понятием условного конца измерительной линии. Для определения условного конца линии необходимо замкнуть накоротко свободный конец линии (выход) металлической заглушкой и определить положение узла напряжения, относительно которого удобно вести отсчет смещения минимума как влево, так и вправо. Найденное положение узла принимается за условный конец линии или начало отсчета. Расстояние узла до конца линии будет равно целому числу полуволн $n \cdot \lambda / 2$. Расстояние от минимума напряженности поля при подсоединенной к концу линии нагрузке z определяется следующим образом. Находят положение минимума поля z_{min} и смещение минимума относительно условного конца линии

$$\Delta z_{\text{min}} = z_{\text{min}} - z_{\text{кз}}, \quad (4.4)$$

Расстояние первого минимума напряженности поля до нагрузки находят из выражения

$$z_1 = m \cdot \frac{\lambda_c}{2} - \Delta z_{\text{min}}, \quad (4.5)$$

Здесь m - минимальное целое число, при котором выполняется условие $z_1 > 0$.

Фазовый угол коэффициента отражения $\varphi(z)$ связан с фазовым углом в месте подключения нагрузки к линии соотношением

$$\varphi(z) = \varphi_0 + 2 \cdot \gamma \cdot z, \quad (4.6)$$

где $\gamma = 2\pi/\lambda$; z - расстояние рассматриваемого сечения до конца линии.

В минимуме напряженности поля

$$\varphi_{\text{min}} = (2n - 1) \cdot \pi, \quad (4.7)$$

где n - целое число.

Зная расстояние первого минимума напряженности поля до нагрузки z_1 , можно определить фазу коэффициента отражения

$$\varphi_0 = (2n - 1) \cdot \pi - 2 \cdot \gamma \cdot z_1, \quad (4.8)$$

Выражая z_1 через смещение минимума Δz_{min} (формула (4.4)), приходим к выражению

$$\varphi_0 = (2n' - 1) \cdot \pi + 2 \cdot \gamma \cdot \Delta z_{\text{min}}, \quad (4.9)$$

где $n' = m - n$. Фаза коэффициента отражения определяется с точностью до 2π . Величину Δz_{min} следует брать с положительным знаком, если минимум смещается в сторону нагрузки, и с отрицательным, - если в сторону генератора.

Коэффициент стоячей волны (КСВН) - отношение напряжений в максимуме и минимуме, определяется по отклонениям стрелки индикаторного

прибора в этих точках. Характеристики детектора обычно близки к квадратичным в пределах нескольких десятков микроампер, формула 4.1 при $m=2$, следовательно

$$КСВН = S = \frac{U_{\max}}{U_{\min}} = \sqrt{\frac{J_{\max}}{J_{\min}}} \quad (4.10)$$

При измерении $КСВН > 10$ погрешность за счет отклонения характеристики от квадратичного закона и за счет работы на разных участках шкалы (разных шкалах) индикаторного прибора заметно возрастает. Для повышения точности измерения в этом случае рекомендуется производить измерение путем определения напряжений по обе стороны от минимума, при сравнительно небольшом смещении от последнего. В этом случае

$$S = \frac{\sqrt{\left(\frac{U(z)}{U_{\min}}\right)^2 - \cos^2 \gamma \cdot (z - z_{\min})}}{\sin \gamma \cdot (z - z_{\min})} \quad (4.11)$$

Если характеристика детектора вблизи минимума квадратична, то измерения производят в следующем порядке:

1. Пользуясь аттенуатором, добиваются отклонения стрелки индикатора в минимуме в пределах $30 \div 50\%$ шкалы.
2. Измеряют показания прибора в минимуме (J_{\min}).
3. Смещая индикаторную головку линии влево и вправо от минимума, находят точки z_1 и z_2 , в которых показания прибора оказываются ровно в 2 раза больше, чем в минимуме ($J_{1,2} = 2 \cdot J_{\min}$). Вследствие квадратичности детектора отношение квадратов напряжений

$$\frac{U_{1,2}^2}{U_{\min}^2} = 2$$

и выражение (4.11) принимает вид

$$S = \frac{\sqrt{2 - \cos^2 \gamma \cdot \frac{\pi \cdot \Delta z}{\lambda_{\text{л}}}}}{\sin \gamma \cdot \frac{\pi \cdot \Delta z}{\lambda_{\text{л}}}} \quad (4.12)$$

где $\Delta z = z_1 - z_2$ - расстояние между симметричными точками вблизи минимума. При малых значениях, $\pi \cdot \Delta z / \lambda_{\text{л}} \ll 1$, выражение 4.12 упрощается

$$S \approx \frac{\lambda_{\text{л}}}{\pi \cdot \Delta z} \quad (4.13)$$

Провести поверку квадратичности характеристики детектора можно по методу стоячей волны, используя тот факт, что в линии, замкнутой на одном конце, возникает чисто стоячая волна. При этом распределение поля вдоль линии изменяется по закону

$$U(z) = U_0 \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{\text{п}}} \cdot z\right) \quad (4.14)$$

Если характеристика детектора квадратична, то

$$J(z) = k \cdot U_0^2 \cdot \sin^2\left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{\text{п}}} \cdot z\right) \quad (4.15)$$

На расстоянии $z = \frac{\lambda_{\text{п}}}{4}$ (в пучности поля)

$$J(z) = J\left(\frac{\lambda_{\text{п}}}{4}\right) = k \cdot U_0^2 \quad ,$$

а на расстоянии $z = \frac{\lambda_{\text{п}}}{8}$

$$J\left(\frac{\lambda_{\text{п}}}{8}\right) = k \cdot \frac{U_0^2}{2} \quad ,$$

т. е. показания должны быть в 2 раза ниже, чем в пучности. При несоблюдении этой закономерности следует уменьшить уровень мощности генератора либо уменьшить глубину погружения зонда. Следует помнить, что при уменьшении глубины погружения зонда увеличивается относительная погрешность, обусловленная неравномерностью погружения зонда при перемещении его вдоль измерительной линии.

4.3 Панорамный измеритель коэффициента стоячей волны (КСВН)

К этой группе приборов относятся панорамные измерители КСВН и ослабления, в основе которых лежит рефлектометрический принцип измерения, использующий выделение падающей и отраженной от измеряемого объекта волн и определение коэффициента отражения по значению отношения их амплитуд.

В состав приборов входят следующие основные блоки и узлы:

1. Индикатор КСВН и ослабления ("индикатор")
2. Генератор качающейся частоты.
3. Измерительные СВЧ узлы, основным из которых является рефлектометр.

Рефлектометр состоит из двух направленных ответвителей с встроенными детекторными головками (направленными детекторами). Направленный детектор падающей волны является одновременно датчиком АРМГКЧ (автоматическая регулировка мощности генератора качающейся частоты). Переориентация направленного детектора отраженной волны обеспечивает воз-

возможность измерения либо КСВ двух- и четырехполосников (рисунок 4.3), либо ослабления четырехполосника (рисунок 4.4). Измерения основаны на выделении направленными детекторами падающего на исследуемый объект и отраженного от него (при измерении КСВ) или прошедшего через исследуемый объект (при измерении ослабления) СВЧ сигналов.

Выделенные сигналы детектируются детекторными головками, встроенными во вторичные тракты направленных детекторов (НД) и подаются в ин-

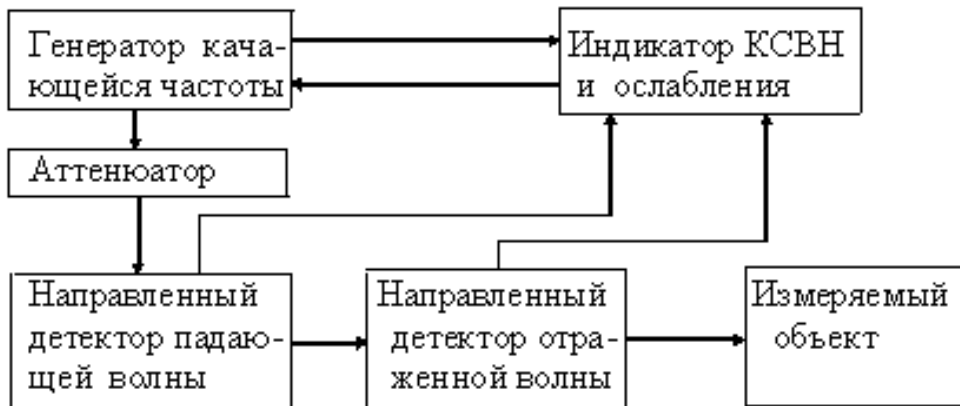


Рисунок 4.3 - Схема измерения КСВ панорамным измерителем КСВН и ослабления

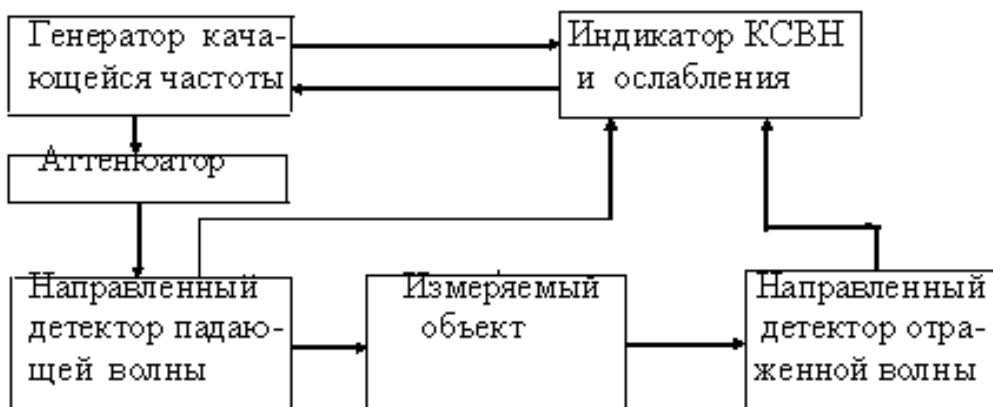


Рисунок 4.4 - Схема измерения ослабления панорамным измерителем КСВ и ослабления.

дикатор. Сигнал на выходе детекторной головки НД падающей волны под-

держивается постоянным системой АРМ генератора. Шкалы индикатора проградуированы в значениях КСВ и ослабления и позволяет производить непосредственный отсчет измеряемой величины. Работа детекторов в квадратичном режиме обеспечивается низким уровнем мощности во вторичном тракте НД.

Индикатор представляет собой измеритель отношений. Отсчет измеряемых величин КСВ и ослабления осуществляется по экрану ЭЛТ и отсчетному устройству с переключаемыми шкалами. Чувствительность канала отраженной волны не хуже 1 мкВ.

Пределы входных напряжений падающей волны 0.03 - 10 мВ; пределы измерения КСВ 1.01 - 5.0; пределы измерения ослабления 0 - 40 дБ; погрешность измерения ослабления $\pm(0.2 + 0.03 A)$ дБ, где А - измеряемое ослабление.

Погрешность измерения КСВ от 1.01 до 2.0 при калибровке в рабочем диапазоне частот прибора в процентах не превышает величины, определяемой по формуле

$$\delta \cdot S = \pm(5 \cdot S + 2) \quad , \quad (4.16)$$

где S - измеряемый КСВН.

Погрешность в пределах от 2 до 5, определяется по формуле

$$\delta \cdot S = \frac{\pm(5 \cdot S + 2)}{100 - [(5 \cdot S + 2)] \cdot \frac{S}{S+1}} \cdot 100 \quad [\%] \quad (4.17)$$

Отечественные коаксиальные панорамные измерители КСВ и ослабления перекрывают диапазон частот 20 МГц ÷ 12.4 ГГц, волноводные 2.6 ÷ 78.33 ГГц и имеют погрешность измерения КСВ $\pm(5 - 15)\%$, ослабления $\pm(0.5 - 2.5)$ дБ.

Внимание! Перед началом работы с прибором обязательно ознакомиться с инструкцией по эксплуатации.

4.4 Оконечные согласованные нагрузки (вид Э9)

Оконечные согласованные нагрузки служат для полного поглощения без отражения и без излучения в окружающее пространство всей передаваемой по тракту мощности. Они выполняются в виде коаксиальных или волноводных конструкций и применяются в качестве эквивалента антенн при испытании и настройке различной СВЧ аппаратуры, нагрузок вспомогательных линий направленных ответвителей, эталонов согласования.

Основные требования к ним следующие: сопротивление должно быть чисто активным и равным волновому сопротивлению линии передачи СВЧ энергии, для которой они предназначены; величина допустимой мощности рассеивателя должна быть равна или больше мощности, поступающей в линию передачи, нагруженной на окончательную нагрузку.

Коаксиальная нагрузка с поглощающим наполнителем выполняется в виде короткозамкнутого отрезка коаксиальной линии постоянного поперечного сечения. Внутренний проводник нагрузки окружается слоем диэлектрика, обладающим потерями. Толщина поглощающего слоя увеличивается по направлению к концу нагрузки (короткому замыканию).

Волноводные нагрузки низкого уровня мощности выполняются в виде отрезков волновода, закороченных на конце и содержащих поглощающие пластины. Согласование пластин с линией осуществляется путем придания им специальной клиновидной формы. Длина скоса (клина) подбирается таким образом, чтобы получить наименьшую величину КСВН в возможно более широкой полосе частот.

Значение КСВН должно удовлетворять следующим условиям: $КСВН \leq 1.015$ для первого класса, $КСВН \leq 1.05$ для второго класса и $КСВН \leq 1.1$ для третьего класса.

4.5 Атенюаторы

Для уменьшения мощности сигнала, проходящего по волноводному или коаксиальному тракту, служат аттенюаторы или ослабители. Их применяют для ослабления мощности на выходе генератора сигнала в определенное число раз, для ослабления мощности на выходе ваттметра при измерении мощности, уровень которой превосходит верхний допустимый предел, используют в качестве развязывающих устройств, с помощью которых устраняется влияние нагрузки исследуемого устройства на режим работы генератора.

Классифицируются аттенюаторы по принципу действия: поглощающие, предельные, вентильные, поляризационные; по конструктивному признаку: волноводные, коаксиальные, полосковые; по возможности регулировки затухания: с регулируемым и фиксированным затуханием; по уровню ослабляемой мощности: низкого уровня (до 1 Вт) и высокого уровня; по точности градуировочной характеристики: калиброванные и грубые.

Аттенюатор характеризуется величиной ослабления (затухания) и коэффициентом стоячей волны. Как правило, аттенюаторы являются симметричными четырехполюсниками.

Ослаблением аттенюатора называют отношение мощности на входе к мощности на выходе, выраженное в децибеллах

$$C = 10 \cdot \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}}, \quad (4.18)$$

Поглощающие аттенюаторы представляют собой отрезок линии передачи СВЧ энергии (коаксиала, волновода), внутрь которых вводятся поглощающие элементы в виде пластин, покрытых проводящим слоем. Согласование по входу и выходу достигается соответствующими скосами пластин.

Мощность, поглощаемая пластиной, пропорциональна величине σE^2 , где σ - проводимость поверхностного слоя пластины. Поэтому степень поглощения мощности зависит от места расположения пластины: чем ближе пластина к центральному сечению волновода, тем она больше. Регулировка ослабления может осуществляться перемещением пластины внутри волновода от узкой стенки (волна H_{10}) по направлению к середине широкой стенки.

4.6 Направленные ответвители (вид Э5)

В измерительных приборах и схемах широкое применение находят направленные ответвители - устройства, предназначенные для ответвления части СВЧ энергии, распространяющейся по основному тракту во вспомогательную линию в определенном направлении.

Направленный ответвитель состоит из двух отрезков линии передачи - основного и дополнительного, имеющих общую стенку. Направленное ответвление осуществляется при помощи одного, двух и более отверстий связи в общей стенке. Число отверстий и их величина определяют степень связи между линиями и диапазонность устройства.

Направленные ответвители характеризуются обычно двумя параметрами: переходным ослаблением или переходным затуханием S , которое определяется соотношением

$$S = 10 \cdot \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{2\text{вых}}}, \quad (4.19)$$

где $P_{\text{вх}}$ - мощность на входе направленного ответвителя, $P_{2\text{вых}}$ - мощность на выходе дополнительного волновода при наличии бегущей волны в основном волноводе.

4.7 Рупорная антенна (вид П6)

Для создания направленного излучения радиоволн часто применяют рупорные антенны или кратко рупоры. Рупоры особенно удобны для измерений в сантиметровом диапазоне радиоволн (СВЧ), поскольку в конструктивном отношении они хорошо сочетаются с волноводами, являясь как бы их естественным продолжением. Рупор дает более направленное излучение, чем открытый конец волновода, так как благодаря рупору площадь излучающего отверстия возрастает. Кроме того, рупор улучшает согласование открытого конца волновода с открытым пространством, благодаря чему от генератора отбирается большая мощность и излучаемая мощность растет.

Основные свойства рупоров легко понять и даже приближенно рассчитать, если рассматривать его как постепенно расширяющийся волновод.

В настоящее время, наибольшее применение получил пирамидальный (конический) рупор, который является равномерно расширяющимся волно-

водом, как по узкой стенке, так и по широкой. При этом в расширяющейся части рупора возможно появление высших типов колебаний как H_{mn} так и E_{mn} типов. В этом смысле, рупорную антенну нельзя считать широкополосной и желательно измерения проводить на фиксированной частоте. В этом случае, волноводная волна, приходящая к горлу рупора, почти полностью преобразуется в соответствующую рупорную волну и наоборот.

Наилучшего согласования выходного сопротивления рупора со свободным пространством можно достичь, если угол раскрыва рупора изменяется по логарифмическому закону, особенно в длинноволновой части СВЧ диапазона.

Выпускаемые промышленностью рупорные антенны П6-12 ÷ П6-22 имеют стандартные волноводные разъемы на выходах (горловинах).

Основной характеристикой рупора является действующая площадь, которая в общем случае не совпадает с площадью раскрыва.

Часть вторая: Практическая часть

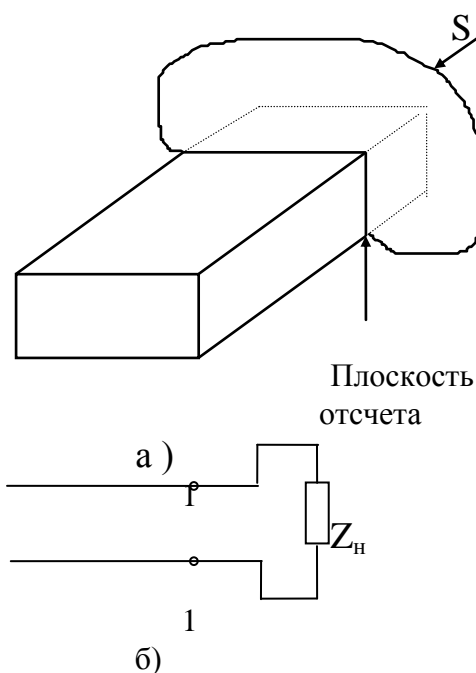
Глава 5. Лабораторные работы

5.1 Исследование параметров двухполюсников на СВЧ

Цель работы: Теоретическое и экспериментальное исследование пассивного двухполюсника на СВЧ по распределению картины стоячих волн вдоль измерительной линии, определение фазы и модуля коэффициента отражения, оценка погрешности измерений, обусловленных конструктивными недостатками измерительной линии.

5.1.1 Параметры двухполюсника

Устройство, которое может быть заключено внутри некоторой замкнутой поверхности S , пересекающей линию передачи СВЧ энергии один раз, называется окончанием устройством, или окончательной нагрузкой.



Обычно тип линии передачи и ее параметры выбираются так, чтобы в рабочем диапазоне частот в линии могла распространяться только волна основного типа. Такая "одноволновая" линия передачи СВЧ энергии может быть представлена в виде эквивалентной двухпроводной линии, в которой процесс передачи энергии описывается реальными или условными током J и напряжением U , рис. б. Плоскость отсчета обычно выбирается из условия равенства нулю амплитуд волн высших типов, которые для данной линии являются затухающими. При этом часть передающей линии, где существуют волны высших типов, будет принадлежать окончательному устройству, которое можно рассматривать как двухполюсник.

Плоскость отсчета будет соответствовать входным зажимам 1-1 некоторого эквивалентного двухполюсника. Если внутри двухполюсника отсутствуют источники напряжения и тока, то такой двухполюсник называется пассивным.

Плоскость отсчета будет соответствовать входным зажимам 1-1 некоторого эквивалентного двухполюсника. Если внутри двухполюсника отсутствуют источники напряжения и тока, то такой двухполюсник называется пассивным.

Двухполюсник, содержащий внутри себя поглощающие электромагнитную волну элементы, называется рассеивающим или диссипативным.

При отсутствии потерь в элементах двухполюсника он называется реактивным.

Пассивный двухполюсник характеризуется одним основным параметром:

либо входным сопротивлением (импедансом), равным отношению напряжения на входных зажимах к току.

$$Z_{\text{вх}} = \frac{U}{J} = R_{\text{вх}} + i \cdot X_{\text{вх}} ,$$

либо входной проводимостью (админтансом)

$$Y_{\text{вх}} = \frac{J}{U} = G_{\text{вх}} + i \cdot B_{\text{вх}} .$$

либо коэффициентом отражения двухполюсника, определенным как отношение комплексных амплитуд напряжений отраженной и падающей волн

$$\Gamma = \frac{U_{\text{отр}}}{U_{\text{пад}}} = |\Gamma| \cdot e^{i\varphi}$$

Эти три параметра связаны между собой соотношением:

$$Y_{\text{вх}} = \frac{1}{Z_{\text{вх}}} ,$$

$$\Gamma = \frac{Z_{\text{вх}} - Z_0}{Z_{\text{вх}} + Z_0} = \frac{Y_0 - Y_{\text{вх}}}{Y_0 + Y_{\text{вх}}}$$

где Z_0 - волновое (характеристическое) сопротивление линии передачи, Y_0 - волновая проводимость линии.

Двухполюсник называется линейным, если входное сопротивление (а, следовательно, проводимость и коэффициент отражения) не изменяются при изменении величины приложенного напряжения (мощности).

5.1.2 Измерение входного сопротивления двухполюсников на СВЧ с помощью измерительной линии

Измерение сопротивления (проводимости) является одним из основных видов измерений на СВЧ.

При использовании измерительных линий с продольной щелью непосредственно измеряются величины, пропорциональные напряжению в максимуме поля и расстояние от минимума поля до некоторой плоскости, принятой за начало отсчета. Зная напряжение в максимуме U_{max} и минимуме U_{min} находят их отношение, называемое коэффициентом стоячей волны по напряжению (КСВН) либо $K_{\text{стU}}$;

Если характеристика детектора индикатора головки измерительной линии квадратична, то

$$K_{\text{стU}} = S = \sqrt{\frac{\alpha_{\text{max}}}{\alpha_{\text{min}}}} ,$$

где α_{\max} , α_{\min} - показания индикаторного прибора в максимуме и минимуме, S - краткая запись $K_{\text{стU}}$.

При больших значениях КСВН непосредственно измеряется расстояние между симметричными точками вблизи минимума $\Delta Z_{1,2}$, в которых показания индикаторного прибора при квадратичной характеристике детектора ровно в 2 раза больше чем в минимуме. Тогда КСВН находится по форме кривой распределения поля по формуле

$$K_{\text{стU}} = S = \sqrt{\frac{2 - \cos^2 \cdot \frac{\pi \cdot \Delta Z_{1,2}}{\lambda_{\text{л}}}}{\sin \cdot \frac{\pi \cdot \Delta Z_{1,2}}{\lambda_{\text{л}}}}},$$

где $\lambda_{\text{л}}$ - длина волны в линии передачи.

При $\Delta Z_{1,2} \ll \lambda_{\text{л}}$

$$K_{\text{стU}} = S \approx \frac{\lambda_{\text{л}}}{\pi \cdot \Delta Z_{1,2}}.$$

При известных волновом сопротивлении тракта Z_0 и расстоянии от нагрузки до первого минимума Z_1 можно вычислить сопротивление нагрузки

$$Z_{\text{н}} = Z_0 \cdot \frac{S + i \cdot (S^2 - 1) \cdot 0.5 \cdot \sin \cdot (2 \cdot \gamma \cdot Z_1)}{S^2 \cdot \cos^2 \cdot (\gamma \cdot Z_1) + \sin^2 \cdot (\gamma \cdot Z_1)},$$

где $\gamma = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_{\text{л}}}$ - постоянная распространения.

Зная КСВН и расстояние первого минимума напряженности поля до нагрузки, можно определить модуль и фазу коэффициента отражения

$$|\Gamma| = \frac{S - 1}{S + 1}, \quad (5.1.1)$$

$$\varphi = (2 \cdot n - 1) \cdot \pi - 2 \cdot \gamma \cdot Z_1$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ - целое число, выбираемое так, чтобы фаза менялась в пределах от $-\pi$ до π либо от 0 до $2 \cdot \pi$.

Расстояние Z_1 можно выразить через смещение минимума относительно его положения при коротком замыкании ΔZ_{min} . По абсолютной величине ΔZ_{min} обычно берется меньше или равным $\lambda_{\text{л}}/4$ ($|\Delta Z_{\text{min}}| \leq \lambda_{\text{л}}/4$), знак перед ΔZ_{min} выбирается в зависимости от направления смещения минимума ("+" - если минимум смещается в сторону нагрузки, "-" если минимум смещается в сторону генератора). Тогда фаза коэффициента отражения может быть записана

$$\varphi = \pm \pi + 2 \cdot \gamma \cdot \Delta Z_{\text{min}}$$

При использовании измерительной линии необходимо учитывать ряд погрешностей, обусловленных ее конструкцией: погрешность из-за неравномерности поля в линии; из-за отражений от краев щели и от коаксиальных

разъемов (волноводных фланцев); из-за шунтирующего действия зонда; из-за распределенных потерь в линии; погрешность отчетного устройства механизма перемещения зонда.

5.1.3 Определение положения минимума поля и длины волны в линии

Для вычисления полного входного сопротивления и фазы коэффициента отражения необходимо знать положение минимума и длину волны в линии, определяемую как удвоенное расстояние между двумя соседними минимумами

$$\lambda_{\text{л}} = 2 \cdot (\ell_2 - \ell_1)$$

где ℓ_1 и ℓ_2 положения двух соседних минимумов, отсчитанные по шкале измерительной линии. Погрешность измерения положения минимума обусловлена влиянием двух основных составляющих; погрешности отсчета положения зонда по шкале линии и погрешности определения положения экстремального уровня α .

В случае использования индикатора с квадратичным детектором показания индикатора при перемещении зонда меняются по закону

$$\alpha(Z) = A \cdot |U(Z)|^2 = \alpha_{\text{min}} \cdot \left(\cos^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot Z}{\lambda_{\text{л}}} \right) + S^2 \cdot \sin^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot Z}{\lambda_{\text{л}}} \right) \right),$$

где A - некоторая постоянная; отсчет Z ведется от одного из минимумов, ближайших к нагрузке.

Положение минимума обычно находится "методом вилки", то есть нахождение среднего значения отсчета, соответствующих двум равным показаниям индикатора по обе стороны от минимума

$$Z_{\text{min}} = \frac{\ell' + \ell''}{2}$$

Погрешность установки каретки зонда в точках ℓ' и ℓ'' будет

$$\Delta Z = \frac{\Delta \alpha}{\alpha'} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha_{\text{min}}} \cdot \left(\frac{\lambda_{\text{л}}}{2 \cdot \pi} \right) \cdot \frac{1}{(S^2 - 1) \cdot |Z|},$$

где $|Z|$ - отклонение от минимума.

На практике при конечных значениях КСВН выбирают две точки по обе стороны от минимума, в которых показания индикатора равны удвоенному минимальному значению. В этом случае

$$|Z| = \frac{\Delta Z_{1,2}}{2} = \frac{\lambda_{\text{л}}}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{1}{S}.$$

Погрешность определения минимума по двум измерениям запишется так

$$\Delta Z_{\text{max}} = \frac{\lambda_{\text{л}}}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{S}{S^2 - 1} \cdot \frac{M_{\alpha}}{\alpha_{\text{min}}}$$

где M_α - разрешающая способность индикатора, обычно равной 0.2- 0.5 деления шкалы.

Погрешность из-за неточной фиксации минимума имеет случайный характер, а ее закон распределения можно принять близким к нормальному. При соизмеримых $M_{ш}$ и M_Z суммарная максимальная погрешность будет равна

$$\Delta Z_{\max} = 3 \cdot \sigma = 3 \cdot \sqrt{\left(\frac{M_{ш}}{\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{M_Z}{\sqrt{3}}\right)^2},$$

где $M_{ш}$ - берется из паспортных данных, для линий первого класса она не превышает $5 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda_{л \min}$, а для линий второго класса $10^{-3} \cdot \lambda_{л \min}$, $\lambda_{л \min}$ - минимальная длина волны измерительной линии по паспорту.

5.1.4 Измерение коэффициента стоячей волны с учетом вида характеристики детектора

При измерении коэффициента стоячей волны с помощью измерительной линии или измерителя полных сопротивлений стараются работать на квадратичном участке характеристики кристаллического детектора. Динамический диапазон устройств, использующих квадратичный детектор, ограничивается чувствительностью индикаторов и максимальной мощностью на входе детектора, при которой его характеристика с заданной погрешностью является квадратичной.

Максимальное значение мощности, при котором детектор является квадратичным с заданной погрешностью, обратно пропорционально сопротивлению нагрузки детектора, поэтому при измерениях с помощью квадратичного детектора не следует выбирать усилитель с большим входным сопротивлением, так как это приведет к сокращению динамического диапазона детектора со стороны больших мощностей.

Рассмотрим способ проверки квадратичности детектора, основанный на использовании распределения поля стоячей волны в линии;

$$U(Z) = U_{\max} \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot Z}{\lambda_{л}} \right),$$

где Z - расстояние от узла напряжения.

Если характеристика детектора квадратична, то зависимость показаний индикатора от Z

$$\alpha(Z) = A \cdot U_{\max}^2 \cdot \sin^2 \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot Z}{\lambda_{л}} \right)$$

На расстоянии от узла $Z = \lambda_{л} / 4$ (в пучности поля)

$$\alpha \left(\frac{\lambda_{л}}{4} \right) = A \cdot U_{\max}^2$$

$$\text{а на расстоянии } Z = \lambda_{\text{л}} / 8$$

$$\alpha\left(\frac{\lambda_{\text{л}}}{8}\right) = A \cdot \frac{U_{\text{max}}^2}{2}$$

т. е. показания должны быть в 2 раза ниже, чем в пучности. При несоблюдении этой закономерности следует уменьшить уровень мощности. Если уменьшить уровень мощности нельзя, то для уменьшения погрешности необходимо снимать характеристику детектора и строить градуировочную прямую.

5.1.5 Расчетные формулы

При исследовании распределения поля вдоль линии непосредственно измеряется выпрямленный ток детектора. Зависимость между током детектора $J_{\text{дет}}$ и приложенным высокочастотным напряжением U , пропорциональным напряженности поля в точке, где находится зонд, в общем случае может быть представлена в виде

$$J_{\text{дет}} = k \cdot |U|^m$$

где k и m - параметры, зависящие от свойств детектора и приложенного напряжения U . Для современных детекторов, если ток не превышает величину 10 мА, величина $m = 2$, т. е. характеристика детектора квадратична. В случаях, когда ток детектора превышает величину 10 мА для относительных измерений напряженностей необходимо проводить градуировку детектора.

Все фазовые измерения, проводимые с помощью измерительной линии, связаны с определением места положения минимума в распределении поля. С целью повышения точности отсчета положений минимумов следует пользоваться методом "вилки", находя точки по обе стороны от минимума, где показания индикатора оказываются одинаковыми. При квадратичном детекторе величину двух разных значений тока $J_{1,2}$, по которым положение минимума будет определяться с наименьшей погрешностью, следует выбирать по соотношению

$$\frac{J_{1,2}}{J_{\text{min}}} = \frac{2 \cdot S^2}{S^2 + 1},$$

где J_{min} - величина тока детектора, соответствующая минимуму напряжения; (S - измеряемый КСВН).

При фазовых измерениях необходимо знать длину волны в линии. Для более точного измерения длины волны работают в режиме короткого замыкания. При короткозамкнутой линии определяют расстояние между крайними узлами напряжения в линии. Длина волны в линии находится как удвоенное расстояние между крайними узлами деленное на число пучностей напряжения, содержащихся между крайними узлами напряжения

$$\lambda_{\text{л}} = \frac{2 \cdot \ell_{\text{мин}}}{n_{\text{мах}}}$$

При определении смещения минимумов поля в ходе эксперимента пользуются обычно понятием условного конца измерительной линии. Для определения условного конца измерительной линии необходимо замкнуть коротко свободный конец линии металлической заглушкой и определить положение узла напряжения, относительно которого удобно вести отсчет смещения минимума как влево, так и вправо. Найденное положение узла принимается за условный конец линии. Расстояние узла до конца линии будет равно целому числу полуволн $n \cdot \lambda/2$. Расстояние от минимума напряженности поля при подсоединенной к концу линии нагрузке определяется следующим образом. Находят положение минимума поля $Z_{\text{мин}}$ и смещение минимума относительно условного конца линии

$$\Delta Z_{\text{мин}} = Z_{\text{мин}} - Z_{\text{кз}}$$

Расстояние первого минимума напряженности поля до нагрузки находят по формуле

$$Z_1 = m \cdot \frac{\lambda_{\text{л}}}{2} - \Delta Z_{\text{мин}}$$

Здесь m - минимальное целое число, при котором выполняется условие $Z_1 > 0$.

Фазовый угол коэффициента отражения $\varphi(Z)$ связан с фазовым углом в месте подключения нагрузки к линии соотношением

$$\varphi(Z) = \varphi_0 - 2 \cdot \gamma \cdot Z ,$$

где $\gamma = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$; Z - расстояние рассматриваемого сечения до конца линии.

В минимуме напряженности поля $\varphi_{\text{мин}} = (2 \cdot n - 1) \cdot \pi$,

где n - целое число.

Зная расстояние первого минимума напряженности поля до нагрузки Z_1 , можно определить фазу коэффициента отражения

$$\varphi_0 = (2 \cdot n - 1) \cdot \pi - 2 \cdot \gamma \cdot Z_1 .$$

Выражая Z_1 через смещение минимума $\Delta Z_{\text{мин}}$ приходим к выражению

$$\varphi_0 = (2 \cdot n' - 1) \cdot \pi + 2 \cdot \gamma \cdot \Delta Z_{\text{мин}} , \quad (5.1.2)$$

где $n' = m - n$. Фаза коэффициента отражения определяется с точностью до $2 \cdot n \cdot \pi$. Как следует из полученного соотношения $\Delta Z_{\text{мин}}$ следует брать с положительным знаком, если минимум смещается в сторону нагрузки и с отрицательным знаком, если в сторону генератора.

Как уже отмечалось, все измерения, производимые с линией, основаны на определении двух величин коэффициента стоячей волны (КСВН) и положения минимумов. Коэффициент стоячей волны (КСВН) - отношение напряжений в максимуме и минимуме определяется по отклонениям стрелки при-

боров в этих точках. Характеристики детектора обычно близки к квадратичным в пределах нескольких десятков микроампер, т. е.

$$J_{\text{дет}} = k \cdot |U|^2$$

следовательно

$$\text{КСВН} = S = \frac{U_{\text{max}}}{U_{\text{min}}} = \sqrt{\frac{J_{\text{max}}}{J_{\text{min}}}}$$

Для повышения точности измерения больших КСВН рекомендуется проводить это измерение не путем измерения значений напряжений в максимумах и минимумах вдоль линии, а путем определения напряжений по обе стороны от минимума, при сравнительно небольшом смещении от минимума. Если характеристика детектора квадратична вблизи минимума, измерения проводят в следующем порядке:

1. Пользуясь аттенуатором (генератора или линии передачи энергии) добиваются отклонения стрелки индикатора в минимуме в пределах 30 - 50% шкалы.

2. Измеряют показания прибора в минимуме (J_{min}).

3. Смещая индикаторную головку линии влево и вправо от минимума, находят точки Z_1 и Z_2 , в которых показания прибора оказываются ровно в 2 раза больше, чем в минимуме ($J_{1,2} = 2 \cdot J_{\text{min}}$). Вследствие квадратичности детектора отношение квадратов напряжений

$$\frac{U_{1,2}^2}{U_{\text{min}}^2} = 2$$

и выражение для S (КСВН) принимает вид

$$S = \frac{\sqrt{2 - \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot \Delta Z}{\lambda_{\text{л}}} \right)}}{\sin \left(\frac{\pi \cdot \Delta Z}{\lambda_{\text{л}}} \right)},$$

где ΔZ - расстояние между симметричными точками вблизи минимума.

При малых значениях $\frac{\pi \cdot \Delta Z}{\lambda_{\text{л}}}$ ($\frac{\pi \cdot \Delta Z}{\lambda_{\text{л}}} \ll 1$) эта формула упрощается

$$S \cong \frac{\lambda_{\text{л}}}{\pi \cdot \Delta Z}$$

Провести проверку квадратичности характеристики детектора можно с помощью градуированного аттенуатора, включенного на входе измерительной линии. Методика проверки заключается в следующем. Изменяя затухание образцового аттенуатора, добиваются удобного для отсчета отклонения индикатора на выходе детектора. Затем измеряют затухание градуированного аттенуатора на 3 дБ, при этом показания индикатора в случае квадратичной характеристики детектора изменяются вдвое, т. к.

$$\frac{J_{\max}}{J_{\min}} = \frac{P_{\max}}{P_{\min}} .$$

и 3 дБ соответствуют изменению мощности в 2 раза.

Если изменения затухания на 3 дБ, не приводит к изменению показаний индикатора вдвое, то рабочий участок характеристики не является квадратичным. В этом случае следует уменьшить уровень энергии, поступающей на детектор, с целью работы на нижнем квадратичном участке вольтамперной характеристики детектора. Это достигается уменьшением выходной мощности генератора и (или) глубиной погружения зонда в линию.

Источниками погрешностей измерения при работе с измерительной линией являются: 1- погрешность, связанная с искажением картины поля зондом; 2- погрешность, связанная с отклонением вольтамперной характеристики детектора от предполагаемой формы (квадратичный или линейный); 3- погрешности обусловленные механическими и электрическими несовершенствами линии. К механическим несовершенствам относятся, главным образом, неравномерность погружения зонда относительно щели. Погрешности, обусловленные электрическим несовершенством линии, связаны с наличием щели в линии и отражениями от зонда.

При соблюдении правил эксплуатации линии согласно инструкции максимальная суммарная погрешность измерительной линии обычно не превышает нескольких процентов. Это и обуславливает широкое применение их для СВЧ измерений.

5.1.6 Контрольные вопросы для самоподготовки

- Дать определение двухполюсника на СВЧ.
- Эквивалентная схема двухполюсника.
- Виды двухполюсников.
- Дать определение входного сопротивления.
- Физическая сущность комплексных амплитуд напряжений.
- Определение комплексного коэффициента отражения.
- Свойства линейного двухполюсника.
- Конструкция измерительной линии.
- Вольтамперная характеристика детектора.
- Выбор рабочей точки детектора по ВАХ.
- Принцип построения шкалы отсчета показаний штангенциркуля.
- Основные виды конструктивных погрешностей измерительной линии.
- Экспериментальная установка для исследования двухполюсников на СВЧ.
- Распределение электрического и магнитного полей вдоль короткозамкнутой на выходе измерительной линии.
- Определение коэффициента стоячей волны (КСВН).

- Связь между КСВН и коэффициентом отражения.
- Понятие условного конца измерительной линии.
- Методика проверки квадратичности участка ВАХ, где выбрана рабочая точка детектора.
- Суть метода "вилки".
- Методика определения фазового угла коэффициента отражения.
- Методика определения длины волны в линии.
- Оценка погрешностей измерения.

5.1.7 Порядок выполнения работы

- Получить зачет по теоретической части (вопросы 5.1.5).
- Собрать экспериментальную установку, рисунок 4.2.
- Снять ВАХ детектора и выбрать рабочую точку (работать в первой половине шкалы стрелочного индикатора).
- Настроить резонатор измерительной линии на заданную рабочую частоту.
- Проверить условие квадратичности ВАХ детектора.
- Найти условный конец измерительной линии.
- Снять и построить график распределения электрического поля вдоль короткозамкнутой линии.
- Подключить к измерительной линии двухполюсник (по заданию преподавателя).
- Снять и построить график распределения электрического поля вдоль линии с подключенным двухполюсником.
- Пользуясь графическим материалом рассчитать фазовый угол и модуль коэффициента отражения от двухполюсника.
- Оценить погрешность измерения фазового угла и модуля коэффициента отражения.
- Оформить отчет.

Примечание. Фазовый угол коэффициента отражения определяется с точностью $2 \cdot k \cdot \pi$, где k - целое число. Для исключения неоднозначности, измерения следует провести с несколькими электрическими длинами двухполюсника ($l_1, 2l_1, 3l_1$).

5.2 Измерение параметров материалов по измерению полного входного сопротивления отрезка линии передачи с образцом

Цель работы. Изучить и экспериментально отработать методику измерения материальных констант вещества (диэлектрической и магнитной прони-

цаемостей вещества на СВЧ) методом "короткого замыкания" и "холостого хода" с использованием измерительной линии.

Примечание. Данная работа может рассматриваться как логическое продолжение работы 5.1, поэтому должна следовать после отчета по работе 5.1.

5.2.1 Плоскопараллельный образец

Отрезок линии передачи с образцом можно рассматривать как симметричный четырехполюсник, включенный в тракт. Работу четырехполюсника можно описывать с помощью реальных или условных напряжений U и токов I . Напряжения и ток на входе и выходе четырехполюсника можно связать системой уравнений

$$U_1 = a_{11} \cdot U_2 + a_{12} \cdot I_2$$

$$I_1 = a_{21} \cdot U_2 + a_{22} \cdot I_2$$

Матрица, составленная из коэффициентов a_{ij} , получила название классической матрицы передачи

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U_2 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

Здесь a_{11} и a_{22} - безразмерны; a_{12} - имеет размерность сопротивления; a_{21} - размерность проводимости.

Для обратимых четырехполюсников

$$|a| = a_{11} \cdot a_{22} - a_{12} \cdot a_{21} = 1$$

а для симметричных четырехполюсников выполняется еще условие

$$a_{11} = a_{22}$$

Для отрезка однородной линии передачи длиной d матрица имеет вид:

$$[a] = \begin{bmatrix} \cos(\gamma \cdot d) & -i \cdot Z \cdot \sin(\gamma \cdot d) \\ -\frac{i}{Z} \cdot \sin(\gamma \cdot d) & \cos(\gamma \cdot d) \end{bmatrix}$$

Когда слева и справа от четырехполюсника находятся одинаковые линии передачи, удобно ввести нормированную матрицу передачи $[A]$;

$$[A] = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\gamma \cdot d) & -i \cdot Z' \cdot \sin(\gamma \cdot d) \\ -\frac{i}{Z'} \cdot \sin(\gamma \cdot d) & \cos(\gamma \cdot d) \end{bmatrix},$$

где $Z' = Z/Z_0$, Z_0 - волновое сопротивление линии без заполнения.

Условия обратимости и симметрии имеют вид

$$|A| = A_{11} \cdot A_{22} - A_{12} \cdot A_{21} = 1, \quad A_{11} = A_{22}$$

Параметры линии передачи могут быть выражены через элементы матрицы $[A]$ следующим образом:

$$\gamma = \frac{i}{d} \cdot \ln \left(A_{11} + \sqrt{A_{12} \cdot A_{21}} \right);$$

$$Z' = \frac{Z_B}{Z_0} = \sqrt{\frac{A_{12}}{A_{21}}}.$$

На СВЧ часто оперируют величинами, которые определяются как соотношения между комплексными амплитудами падающих и отраженных волн в некоторых сечениях линии передачи. Параметры, которые описывают волновой процесс вне четырехполюсника, принято называть внешними волновыми параметрами.

Наиболее широкое распространение получила форма записи уравнений четырехполюсника, когда в левой части уравнений стоят амплитуды волн, расходящихся от четырехполюсника, в правой - сходящиеся к четырехполюснику.

$$U_{1 \text{ отр}} = S_{11} \cdot U_{1 \text{ пад}} + S_{12} \cdot U_{2 \text{ отр}}.$$

$$U_{2 \text{ пад}} = S_{21} \cdot U_{1 \text{ пад}} + S_{22} \cdot U_{2 \text{ отр}}$$

Матрица, составленная из коэффициентов такой системы уравнений, получила название матрицы рассеяния

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$$

Если четырехполюсник нагружен на несогласованную нагрузку с коэффициентом отражения

$$\Gamma_n = \frac{U_{2 \text{ отр}}}{U_{2 \text{ пад}}}, \quad \text{то}$$

$$\Gamma_{\text{вх}} = S_{11} + \frac{S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_n}{1 - S_{22} \cdot \Gamma_n}.$$

В случае идеально согласованной нагрузки $\Gamma_n = 0$, или $U_{2 \text{ отр}} = 0$, имеем

$$S_{11} = \frac{U_{1 \text{ отр}}}{U_{1 \text{ пад}}} - \text{коэффициент отражения по напряжению от плеча 1, ко-}$$

гда

плечо 2 согласованно.

$$S_{21} = \frac{U_{2 \text{ пад}}}{U_{1 \text{ пад}}} - \text{коэффициент прохождения из плеча 1 в плечо 2.}$$

Меняя направление передачи и полагая снова $\Gamma'_n = 0$, т. е. $U'_{2 \text{ отр}} = 0$, находим

$$S_{22} = \frac{U_{2 \text{ пад}}}{U_{2 \text{ отр}}} - \text{коэффициент отражения по напряжению от плеча 2, ко-}$$

гда

плечо 1 согласованно.

$S_{12} = \frac{U_{1\text{отр}}}{U_{2\text{отр}}}$ - коэффициент прохождения из плеча 2 в плечо 1.

Для взаимных четырехполюсников $S_{21} = S_{12}$, а для взаимных и симметричных $S_{22} = S_{11}$.

Связь между нормированной матрицей $[A]$ и матрицей $[S]$ имеет вид:

$$[A] = \frac{1}{2 \cdot S_{12}} \cdot \begin{bmatrix} 1 - S_{11}^2 + S_{12}^2 & (1 + S_{11})^2 - S_{12}^2 \\ (1 - S_{11})^2 - S_{12}^2 & 1 - S_{11}^2 + S_{12}^2 \end{bmatrix}, \quad \text{тогда}$$

$$S_{11} = \frac{A_{12} - A_{21}}{2 \cdot A_{11} + A_{12} + A_{21}}; S_{12} = \frac{2}{2 \cdot A_{11} + A_{12} + A_{21}}.$$

При известных элементах матрицы рассеяния можно найти γ и Z' , необходимые для вычисления μ и ε :

$$\gamma = \frac{i}{d} \cdot \ln \frac{1}{2 \cdot S_{12}} \cdot \left\{ 1 + S_{11}^2 \cdot S_{12}^2 + \sqrt{[(1 + S_{11})^2 - S_{12}^2] \cdot [(1 - S_{11})^2 - S_{12}^2]} \right\}$$

$$Z' = \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 + S_{12}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{12}^2}};$$

$$\Gamma = S_{11} = - \frac{i \cdot \left(Z' - \frac{1}{Z'} \right) \cdot \operatorname{tg}(\gamma \cdot d)}{2 - i \cdot \left(Z' + \frac{1}{Z'} \right) \cdot \operatorname{tg}(\gamma \cdot d)};$$

$$\Gamma = S_{12} = \frac{1}{\cos(\gamma \cdot d) \cdot \left[2 - i \cdot \left(Z' - \frac{1}{Z'} \right) \cdot \operatorname{tg}(\gamma \cdot d) \right]}.$$

Таким образом, зная коэффициент отражения и прохождения при падении плоской волны на лист материала конечной толщины или волны в линии передачи, на пути которой стоит образец с плоскопараллельными гранями, полностью вписывающийся в поперечное сечение линии, можно определить электрические и магнитные параметры материала.

В случае использования в качестве непосредственно измеряемой величины полного входного сопротивления образец в линии передачи удобнее всего описывать классической матрицей передачи $[A]$, поскольку элементы этой матрицы находятся из измерений входных сопротивлений отрезка при разных нагрузках

$$\frac{Z_{\text{вх}}}{Z_0} = Z'_{\text{вх}} = \frac{A_{11} \cdot Z'_H + A_{12}}{A_{21} \cdot Z'_H + A_{22}},$$

где Z'_H - сопротивление нагрузки, нормированное к волновому сопротивлению линии передачи.

Чаще всего используется следующий набор нагрузок:
короткое замыкание (заглушка);

короткозамкнутый отрезок, длиной $\lambda/4$, обеспечивающий так называемый "холостой ход", при котором $Z'_H = \infty$;

короткозамкнутый отрезок, длиной $\lambda/8$, имеющий нормированное реактивное сопротивление $Z'_H = -i$;

короткозамкнутый отрезок, длиной $3 \cdot \lambda/8$, имеющий нормированное реактивное сопротивление $Z'_H = i$;

согласующая нагрузка, для которой $Z'_H = 1$.

Используя режим короткого замыкания и холостого хода, можем найти отношения элементов матрицы передачи

$$\frac{A_{12}}{A_{22}} = Z'_{кз}; \quad \frac{A_{11}}{A_{21}} = Z'_{xx}.$$

И выразить параметры линии передачи через значения $Z'_{кз}$ и Z'_{xx}

$$\gamma = \frac{i}{d} \cdot \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{1 + \sqrt{Z'_{кз}/Z'_{xx}}}{1 - \sqrt{Z'_{кз}/Z'_{xx}}};$$

$$Z' = \frac{Z}{Z_0} = \sqrt{Z'_{кз} \cdot Z'_{xx}}.$$

При $x = \sqrt{\frac{Z'_{кз}}{Z'_{xx}}} \leq 1$ логарифм можно представить в виде ряда

$$\frac{1}{2} \cdot \ln \cdot \frac{1+x}{1-x} = \text{Arth} \cdot x = x + \frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{5} + \dots$$

Ограничиваясь первым членом разложения, получим

$$\gamma = \frac{i}{d} \cdot \sqrt{\frac{Z'_{кз}}{Z'_{xx}}};$$

$$Z' = \sqrt{Z'_{кз} \cdot Z'_{xx}}.$$

5.2.2 Измерение параметров диэлектриков с помощью измерительной линии (случай малых потерь)

Для чисто диэлектрических сред ($\mu' = 1, \mu'' = 0$)

$$\varepsilon = \left(\frac{\gamma_0}{k_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{(Z')^2} + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2$$

Поскольку с помощью измерительной линии определяется длина волны в линии λ_B , то формулу для ε перепишем в виде

$$\varepsilon = \frac{1 + \gamma^2 \cdot \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{2 \cdot \pi}\right)^2}{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{\lambda_{\text{в}}}\right)^2} = \frac{\left(\frac{\lambda_{\text{в}}}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2 + \gamma^2 \cdot \left(\frac{\lambda_{\text{в}}}{2 \cdot \pi}\right)^2}{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{в}}}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}$$

Таким образом, для определения ε достаточно определить из эксперимента γ или пропорциональных ей величин.

Для комплексных ε величина γ будет также комплексной

$$\gamma = \beta + i \cdot \alpha$$

где β - фазовая постоянная;

α - постоянная затухания.

Подставляя γ в формулу для ε находим

$$\varepsilon' = \frac{1 + (\beta^2 - \alpha^2) \cdot \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{2 \cdot \pi}\right)^2}{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{\lambda_{\text{в}}}\right)^2};$$

$$\varepsilon'' = \frac{2 \cdot \alpha \cdot \beta \cdot \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{2 \cdot \pi}\right)^2}{1 + \left(\frac{\lambda_{\text{кр}}}{\lambda_{\text{в}}}\right)^2}.$$

Сопротивление на входе отрезка линии длиной d , на конце которого имеется нагрузка $Z_{\text{н}}$ будет

$$Z'_{\text{вх}} = Z' \cdot \frac{Z'_{\text{н}} - i \cdot Z' \cdot \text{tg} \cdot (\gamma \cdot d)}{Z' - i \cdot Z'_{\text{н}} \cdot \text{tg} \cdot (\gamma \cdot d)},$$

где Z' и γ неизвестные величины. С другой стороны

$$Z'_{\text{вх}} = \frac{1 + i \cdot S \cdot \text{tg} \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1)}{S + i \cdot \text{tg} \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1)} = Z' \cdot \frac{Z'_{\text{н}} - i \cdot Z' \cdot \text{tg} \cdot (\gamma \cdot d)}{Z' - i \cdot Z'_{\text{н}} \cdot \text{tg} \cdot (\gamma \cdot d)}$$

где $S = K_{\text{ст}U}$ - коэффициент стоячей волны;

Z_1 - расстояние от первого min до образца.

В случае короткого замыкания ($Z'_{\text{н}} = 0$) и

$$Z'_{\text{вх}} = Z'_{\text{кз}} = -i \cdot Z' \cdot \text{tg} \cdot (\gamma \cdot d),$$

а в случае холостого хода ($Z'_{\text{н}} = \infty$)

$$Z'_{\text{вх}} = Z'_{\text{хх}} = -i \cdot Z' \cdot \text{ctg} \cdot (\gamma \cdot d).$$

Учитывая, что для диэлектриков в линии передачи $Z' = \frac{\gamma_0}{\gamma}$ получим:

$$\frac{\text{tg} \cdot (\gamma \cdot d)}{\gamma \cdot d} = \frac{i}{\gamma_0 \cdot d} \cdot \frac{1 + i \cdot S_{\text{кз}} \cdot \text{tg} \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{\text{кз}})}{S_{\text{кз}} + i \cdot \text{tg} \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{\text{кз}})},$$

$$\frac{\operatorname{ctg} \cdot (\gamma \cdot d)}{\gamma \cdot d} = \frac{i}{\gamma_0 \cdot d} \cdot \frac{1 + i \cdot S_{xx} \cdot \operatorname{tg} \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{xx})}{S_{xx} + i \cdot \operatorname{tg} \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{xx})}.$$

Решение трансцендентных уравнений относительно ε заметно упрощается в случае диэлектриков с малыми потерями

$$\operatorname{tg} \cdot \delta_2 = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon} \leq 1, |\varepsilon| \cong \varepsilon'$$

В этом случае имеем:

$$\frac{\operatorname{tg} \cdot (\beta \cdot d)}{\beta \cdot d} = -\frac{\lambda_B}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \operatorname{tg} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_B} \cdot Z_1^{кз} \right).$$

$$\alpha \cdot d = \frac{\beta \cdot d}{S_{кз}} \cdot \frac{\lambda_B}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_B} \cdot Z_1^{кз} \right)}{\beta \cdot d \cdot (1 + \operatorname{tg}^2 \cdot (\beta \cdot d)) - \operatorname{tg} \cdot (\beta \cdot d)},$$

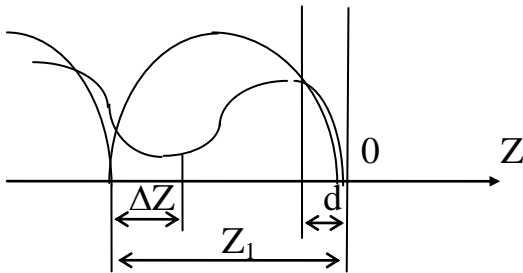
(режим короткого замыкания) и

$$\frac{\operatorname{ctg} \cdot (\beta \cdot d)}{\beta \cdot d} = \frac{\lambda_B}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \operatorname{tg} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_B} \cdot Z_1^{xx} \right),$$

$$\alpha \cdot d = \frac{\beta \cdot d}{S^{xx}} \cdot \frac{\lambda_B}{2 \cdot \pi \cdot d} \cdot \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_B} \cdot Z_1^{xx} \right)}{1 + \operatorname{ctg}^2 \cdot (\beta \cdot d) + \frac{\operatorname{ctg} \cdot (\beta \cdot d)}{\beta \cdot d}},$$

(режим холостого хода).

Методика измерений с помощью измерительной линии сводится к следующему.



К концу измерительной линии подсоединяется держатель образца (приставка). Приставка закорачивается заглушкой и исследуется распределение поля с помощью подвижного зонда. Находятся положения минимумов (узлов) и определяется длина волны

в линии λ_B , как удвоенное расстояние между двумя минимумами $\lambda_B = 2 \cdot (Z_{кз}^2 - Z_{кз}^1)$.

Для повышения точности измерения положения минимума пользуются методом вилки

$$Z_{кз} = \frac{Z_{кз}' + Z_{кз}''}{2},$$

где $Z_{кз}'$ и $Z_{кз}''$ - точки по обе стороны от минимума, где наблюдаются равные показания индикатора. Затем в держатель помещается образец так, чтобы одна из его поверхностей совпала с плоскостью короткого замыкания. Находит-

ся положение минимума и коэффициент стоячей волны $S_{кз}$. Определяется смещение минимума в сторону образца

$$\Delta Z_{кз} = Z_{\min} - Z_{кз}$$

Если $\Delta Z_{кз}$ окажется больше $\lambda_B/4$, то

$$\Delta Z_{кз} = Z_{кз} - Z_{\min}$$

Расстояние от минимума до поверхности образца определяется по формулам

$$Z_1 = (n + 1) \cdot \frac{\lambda_B}{2} - \Delta Z - d$$

или

$$Z_1 = (n + 1) \cdot \frac{\lambda_B}{2} + \Delta Z - d$$

где n - целое число, выбираемое так, чтобы

$$0 \leq Z_1 \leq \frac{\lambda_B}{2}.$$

Число n соответствует количеству минимумов, оказывающихся внутри образца.

При испытании образца в режиме холостого хода, после того как найдены положения узлов при коротком замыкании без образца, находится положение максимума методом вилки

$$Z_{\max} = \frac{Z_{кз}^2 - Z_{кз}^1}{2} \quad \text{и зонд устанавливается в точке } Z = Z_{\max}.$$

К измерительной линии подсоединяется отрезок линии, закороченный подвижным поршнем. Подвижный короткозамыкатель перемещается до тех пор, пока в точке Z_{\max} не окажется минимум. В эту точку помещают образец и отодвигают поршень вправо на $\lambda_B/4$. Определяют S^{xx} , положения минимума и Z_1^{xx} . После чего находят ε' и ε'' .

Следует заметить, что фаза коэффициента отражения, которая выражается через Z_1 , определяется с точностью $2 \cdot n \cdot \pi$. А это значит, что фаза коэффициента прохождения через образец (один раз) определяется с точностью целого числа π .

Неопределенность в измерении фазы приводит к тому, что при решении трансцендентных уравнений следует рассматривать целый ряд корней (значений $\beta \cdot d$) и для каждого из них определять ε' и ε'' . Эту неопределенность можно исключить, проводя измерения с образцами равной толщины, тогда среди значений ε' и ε'' , вычисляемых для двух толщин, должны оказаться две пары близких значений. Их и следует рассматривать как близкие к истинным.

5.2.3 Измерение параметров магнитодиэлектриков

При наличии у материала как электрических, так и магнитных свойств (магнитодиэлектрик) в принципе невозможно обойтись в каком-нибудь одном режиме (кз, хх). Поэтому наибольшее распространение получил метод короткого замыкания и холостого хода.

Постоянная распространения волны в линии с магнитодиэлектриком γ и нормированное волновое сопротивление Z' могут быть выражены через входные сопротивления в режимах короткого замыкания $Z'_{кз}$ и холостого хода $Z'_{хх}$.

Переходя к гиперболическим функциям, перепишем

$$\begin{aligned} Z'_{кз} &= Z' \cdot \operatorname{tg}(-i \cdot \gamma \cdot d), \\ Z'_{хх} &= Z' \cdot \operatorname{ctg}(-i \cdot \gamma \cdot d). \end{aligned}$$

Откуда

$$\begin{aligned} Z' &= \sqrt{Z'_{кз} \cdot Z'_{хх}}, \\ \gamma &= \frac{i}{d} \cdot \operatorname{Arcth} \cdot \sqrt{\frac{Z'_{кз}}{Z'_{хх}}} = \frac{i}{d} \cdot \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{1 + \sqrt{\frac{Z'_{кз}}{Z'_{хх}}}}{1 - \sqrt{\frac{Z'_{кз}}{Z'_{хх}}}}. \end{aligned}$$

Подставляем Z' и γ в формулы для μ и ε получим:

$$\begin{aligned} \mu &= i \cdot \frac{\sqrt{Z'_{кз} \cdot Z'_{хх}}}{\gamma_0 \cdot d} \cdot \operatorname{Arcth} \cdot \sqrt{\frac{Z'_{кз}}{Z'_{хх}}}; \\ \varepsilon &= i \cdot \left(\frac{\gamma_0}{k_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{\gamma_0 \cdot d \cdot \sqrt{Z'_{кз} \cdot Z'_{хх}}} \cdot \operatorname{Arcth} \cdot \sqrt{\frac{Z'_{кз}}{Z'_{хх}}} + \frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2. \end{aligned}$$

Метод тонкого образца. Критерий, при котором образец можно считать тонким, аналогичен чисто диэлектрическому образцу ($\gamma \cdot d \ll 1$). В этом случае

$$\begin{aligned} Z' &= \sqrt{Z'_{кз} \cdot Z'_{хх}} \\ \gamma &= \frac{i}{d} \cdot \sqrt{\frac{Z'_{кз}}{Z'_{хх}}} \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \mu &= i \cdot \frac{Z'_{кз}}{\gamma_0 \cdot d} \\ \varepsilon &= i \cdot \left(\frac{\gamma_0}{k_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{\gamma_0 \cdot d \cdot Z'_{хх}} + \frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2. \end{aligned}$$

Таким образом, в случае тонкого образца для нахождения μ достаточно одного измерения при коротком замыкании, для нахождения ε нужно про-

дить измерение в режиме холостого хода, при этом в общем случае необходимо знать значение μ .

Подставляя значения $Z'_{кз}$ и $Y'_{xx} = 1/Z'_{xx}$ и разделяя вещественные и мнимые части, находим

$$\begin{aligned}\mu' &= -\frac{\text{Jm}Z'_{кз}}{\gamma_0 \cdot d}, \\ \mu'' &= -\frac{\text{Re}Z'_{кз}}{\gamma_0 \cdot d}, \\ \varepsilon' &= -\left(\frac{\gamma_0}{k_0}\right)^2 \cdot \frac{\text{Jm}Y'_{xx}}{\gamma_0 \cdot d} + \Delta\varepsilon', \\ \varepsilon'' &= -\left(\frac{\gamma_0}{k_0}\right)^2 \cdot \frac{1}{\gamma_0 \cdot d} + \Delta\varepsilon'',\end{aligned}$$

где

$$\Delta\varepsilon' = \frac{\mu'}{|\mu'|^2 + |\mu''|^2} + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кф}}\right)^2,$$

$$\Delta\varepsilon'' = \frac{\mu''}{|\mu'|^2 + |\mu''|^2} + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кф}}\right)^2,$$

$$\text{Re}Z'_{кз} = \frac{S_{кз} \cdot [1 + \text{tg}^2 \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{кз})]}{S_{кз}^2 + \text{tg}^2 \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{кз})},$$

$$\text{Jm}Z'_{кз} = \frac{(S_{кз}^2 - 1) \cdot \text{tg} \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{кз})}{S_{кз}^2 + \text{tg}^2 \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{кз})},$$

$$\text{Re}Y'_{xx} = \frac{S_{xx} \cdot [1 + \text{tg}^2 \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{xx})]}{1 + S_{xx}^2 \cdot \text{tg}^2 \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{xx})},$$

$$\text{Jm}Y'_{xx} = \frac{(S_{xx}^2 - 1) \cdot \text{tg} \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{xx})}{1 + S_{xx}^2 \cdot \text{tg}^2 \cdot (\gamma_0 \cdot Z_1^{xx})},$$

$$\gamma_0 = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_B}.$$

В случае линии с Г волнами, $\lambda_{кф} \rightarrow \infty$, $\Delta\varepsilon' \rightarrow 0$, $\Delta\varepsilon'' \rightarrow 0$, $\gamma_0 \rightarrow k_0$.

5.2.4 Порядок выполнения работы

- Получить зачет по теоретической части (ξξ 5.2.1 ÷ 5.2.3).
- Собрать экспериментальную установку, рисунок 4.2.
- Прокалибровать установку согласно 5.1.2.

- Измерить основные параметры двухполосника с исследуемыми плоско-параллельными образцами магнетодиэлектрика (по заданию преподавателя) для нескольких толщин.
- Рассчитать по измеренным характеристикам двухполосника действительную и мнимую части магнитной проницаемости исследуемых образцов.
- Оценить погрешность измерения μ' и μ'' .
- Оформить отчет.

5.2.5 Контрольные вопросы для самоподготовки

- Физический и энергетический смысл материальных констант вещества.
- Уравнения Максвелла, физический смысл.
- Вид материальных констант для анизотропных сред.
- Матрица передачи, расчет компонент матрицы в приближении "длинной линии".
- Матрица рассеяния, связь с матрицей передачи.
- Нормированная матрица передачи.
- Виды нагрузок, используемых в метрологии.
- Режим "холостого хода" и "короткого замыкания".
- Связь элементов матрицы передачи с величинами полного входного сопротивления отрезка линии передачи с образцом в различных режимах.
- Метод тонкого образца.
- Расчетные формулы для μ' и μ'' .
- Оценка погрешностей измерения.

5.3 Измерение коэффициента отражения от плоских объектов в свободном пространстве

Цель работы. Ознакомить студентов с методами неразрушающего контроля окружающей среды методом дистанционного зондирования объектов электромагнитным полем высокой частоты (СВЧ).

5.3.1 Методика измерения коэффициента отражения от плоского образца

Коэффициент отражения от плоского образца при нормальном падении электромагнитной волны в свободном пространстве равен коэффициенту отражения от образца конечных размеров, помещенного в линию передачи с чисто поперечной Т- волной, при условии, что образец полностью перекрывает поперечное сечение передающей линии (работа 5.1).

В силу малости геометрических размеров образца, измеренный коэффициент отражения в передающей линии дает, скорее, локальную информатив-

ность об исследуемом материале. Еще надо учесть и неустранимую погрешность измерения за счет зазоров между образцом и внутренней поверхностью передающей линии.

При дистанционном зондировании объектов, мы, фактически, измеряем коэффициент отражения от плоского образца помещенного в дальней зоне антенны (рупора). В дальней зоне или зоне излучения электромагнитное поле имеет характер уходящей сферической волны (вектора \vec{E} и \vec{H} пропорциональные $e^{jk_0 \cdot \vec{R}/R}$, где R - расстояние от антенны).

В непосредственной близости от раскрыва антенны (рупора) фронт волны мало отличается от плоского. Преобразование этого практически плоского фронта в сферический постепенно происходит в ближней зоне антенны. При снятии диаграмм направленности антенны считают, что условие дальней зоны удовлетворяется, если $R \geq D^2/\lambda_0$, где D - максимальный размер раскрыва антенны, λ_0 - длина волны в свободном пространстве.

Экспериментально установлено, что отсчет расстояния R следует вести не от раскрыва рупора, а от его горловины (переход от рупора к волноводу).

Исследуемый образец помещается перед рупором перпендикулярно его оси. Интервал измеряемых коэффициентов отражения разделяется на две части, для каждой из которых используются разные варианты методики: для измерения больших коэффициентов отражения используется методика с "неподвижным образцом", для измерения малых коэффициентов отражения - методика с "подвижным образцом". В первом случае образец плотно прижимается к раскрыву рупора, во втором - расстояние от образца до раскрыва изменяется в пределах $(0 \div \lambda_0/2)$. Сигнал, отраженный от образца, сравнивается с сигналом, отраженным от металлического зеркала, плотно прижатого к раскрыву рупора. При этом коэффициент отражения от металлического зеркала принимается равным единице. Заметим, что в непосредственной близости от раскрыва рупора, в пределах $\lambda_0/2 \div 3/2 \lambda_0$, имеется область, где плотность потока мощности не зависит от расстояния. Иногда говорят, что имеется "мертвая зона". Поэтому размещение образца в этой зоне должно быть исключено при эксперименте.

На входе в тракте со стороны образца наряду с полезным сигналом (частью отраженной мощности от испытуемого образца, прошедшей в линию передачи) будет присутствовать сигнал, отраженный от входа и кромок рупора со стороны генератора, часть мощности неизбежно будет просачиваться в зазор между раскрывом рупора и образцом. Определенный вклад вносят отражения от окружающих образец предметов.

Сигнал рассогласования антенны с трактом и сигналы, отраженные от окружающих предметов, вместе образуют фон постоянной амплитуды и фазы.

5.3.2 Экспериментальная установка

Блок - схема установки для измерения коэффициента отражения от плоских образцов в свободном пространстве представлена на рисунке 5.1.

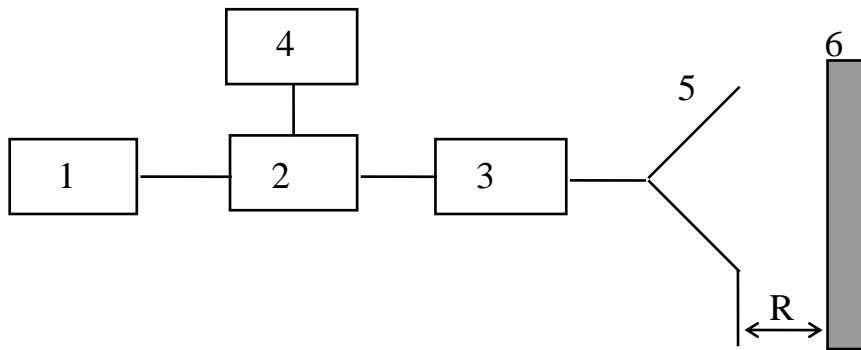


Рисунок 5.1 - Блок-схема для измерения коэффициента отражения.
1 - генератор; 2 - рефлектометр; 3 - трансформатор полных сопротивлений; 4 - индикатор; 5 - антенна; 6 - образец.

Для практических целей может использоваться установка, представленная на рисунке 4.2, при замене двухполюсника на рупорную антенну, либо, представленная на рисунке 4.3, при замене согласованной нагрузки рупором. При этом для обеспечения малости "паразитного" коэффициента отражения от рупора и близости поля на его входе к плоскому полю, полные углы раскрытия в обеих плоскостях не должны превышать 0.2 рад., а размеры выходной апертуры рупора составляют 4-5 длин волн в свободном пространстве.

5.3.3 Расчетные формулы

В данной лабораторной работе используется установка, представленная на рисунке 4.2.

На практике обычно интересуются двумя коэффициентами отражения: 1- коэффициент отражения от плоского слоя в свободном пространстве и 2- коэффициент отражения от плоского слоя, размещенного на металле. Первый случай представляет интерес с точки зрения дистанционного зондирования объектов и определению его материальных констант по френелевскому коэффициенту отражения (отражение от передней поверхности).

Второй случай используется в лабораторной практике для исследования свойств неоднородных материалов (особенно, когда период неоднородности сравним с длиной волны зондирующего сигнала) и определения эффективных (усредненных по объему образца) диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Образец, расположенный на металле, можно теперь представить, как двухполюсник и для расчета коэффициента отражения воспользоваться формулами лабораторной работы 5.1 с учетом, отмеченных выше, погрешностей.

В методике с "неподвижным образцом" на металле коэффициент отражения вычисляется непосредственно по формулам (5.1.1) и (5.1.2).

В методике с "подвижным образцом" производится два отсчета при перемещении образца на расстояние $\lambda_0/2$ от раскрыва рупора - максимального R_{\max} и минимального R_{\min} коэффициентов отражения по модулю. "Истинный" коэффициент отражения далее рассчитывается по следующей формуле:

$$R = 20 \cdot \lg \cdot \frac{10^{R_{\max}(\text{дБ})} + 10^{R_{\min}(\text{дБ})}}{2} \quad (5.3.1)$$

Суммарная погрешность Δ измерения коэффициента отражения складывается из приборной погрешности (Δ_1), погрешности из-за отражения от рупора (Δ_2), погрешности из-за вытекания энергии через щель между образцом и краями рупора (Δ_3) и погрешности из-за преобразования рупорной волны на плоском образце (Δ_4):

Δ_1 - дается в описании приборов,

$$\Delta_2 = \pm 8.68 \cdot 10^{\frac{R_0 - R}{20}},$$

$$\Delta_3 = -2 \cdot \left(\frac{\lambda_0}{B} \right),$$

$$\Delta_4 = - \left[3.8 \cdot \left(\frac{\beta \cdot B}{\lambda_0} \right)^2 + 1.03 \cdot \left(\frac{\alpha \cdot A}{\lambda_0} \right)^2 \right],$$

где B и A - размеры выходной апертуры рупора соответственно в направлениях параллельном и перпендикулярном вектору электрического поля \vec{E} ; 2α и 2β - полные углы раскрыва рупора соответственно в плоскостях \vec{E} и \vec{H} .

Вариант методики измерений выбирается из условия получения наименьшей погрешности. Для этого вариант с "неподвижным образцом" применяется при условии $|R| < |R_{\text{rp}}|$, с "подвижным образцом" при $|R| > |R_{\text{rp}}|$, где R_{rp} вычисляется по формуле:

$$R_{\text{rp}} = R_0 - 20 \cdot \lg \cdot \frac{\lambda_0}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot B}, \quad (5.3.2)$$

где R_0 - для "неподвижного образца".

Отметим, что во всех формулах коэффициент отражения выражается в дБ (дБ- отрицательные).

5.3.4 Порядок выполнения работы

- Получить зачет по теоретической части.
- Собрать экспериментальную установку, рис. 4.2.

- Прокалибровать установку согласно 5.1.2.
- Измерить основные параметры рупорной антенны (2α , 2β , A , B).
- Измерить коэффициент отражения от образца (по заданию преподавателя) по двум методикам.
- Оценить погрешность измерения и сделать вывод, какая методика предпочтительнее для данного образца.
- Оформить отчет.

5.3.5 Контрольные вопросы для самопроверки

- Граничные условия на металле.
- Коэффициент отражения на границе раздела сред. Френелевский коэффициент отражения.
- Коэффициент отражения от слоя магнетодиэлектрика на металле.
- Закон сохранения энергии ЭМВ при прохождении через слой диэлектрика.
- Методика измерения коэффициента отражения в свободном пространстве.
- Рупорная антенна. Преобразование волн в антенне.
- Основные виды погрешностей.
- Расчетные формулы по двум методикам.
- Области применения методик с "неподвижным образцом" и с "подвижным образцом".

5.4 Измерение параметров четырехполюсников на СВЧ

Цель работы. Теоретическое и экспериментальное исследование четырехполюсников на СВЧ с целью определения коэффициентов матрицы передачи с использованием панорамного измерителя коэффициента стоячей волны и ослабления, тип Р2.

5.4.1 Четырехполюсники СВЧ и их применение

Четырехполюсником на СВЧ будет любой элемент в тракте передачи, имеющий один вход и один выход в виде однородных передающих линий,

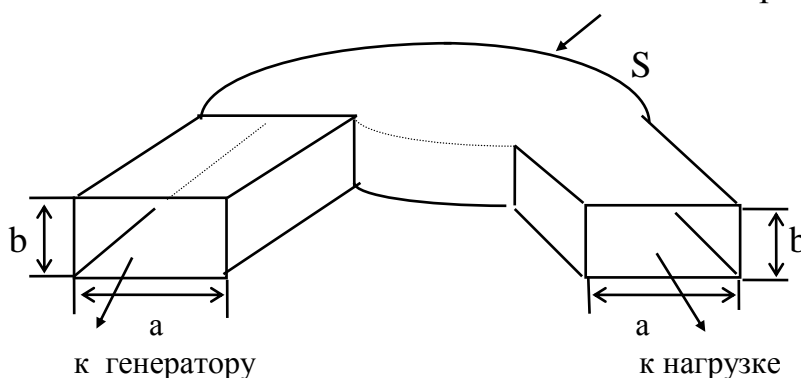


Рисунок - 4-х -полюсник.

в которых на данной рабочей частоте может распространяться лишь один тип волны.

Любое многополюсное устройство можно свести к четырехполюснику, нагружая все выводы, за ис-

ключением двух, нагрузками с известными входными сопротивлениями (обычно используется хорошо согласованные нагрузки).

Будем рассматривать только пассивные устройства - взаимные и невзаимные.

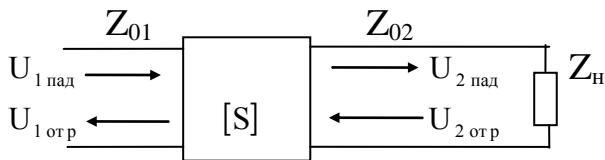
У взаимного устройства при перемене входа и выхода величина сигнала не меняется, если генератор при этом согласован с линией передачи или хорошо развязан. К взаимным устройствам относятся аттенуаторы, фазовращатели, фильтры, трансформаторы полных сопротивлений.

К невзаимным четырехполюсникам относятся устройства с намагниченными ферритами - резонансные вентили, вентили на "смещении поля", невзаимные фазовращатели, отчасти циркуляторы.

В диапазоне СВЧ обычно оперируют величинами, характеризующими процесс передачи энергии - коэффициентом отражения Γ , коэффициентом прохождения T и коэффициентом поглощения K , при этом на основании закона сохранения энергии

$$\Gamma + T + K = 1.$$

Отсюда видно, что на практике достаточно знать только два коэффициента, а третий определяется автоматически. Параметры, которые описывают волновой процесс вне четырехполюсника, принято называть внешними волновыми параметрами.



Пусть на входе четырехполюсника падающая волна характеризуется комплексной амплитудой $U_{1 пад}$, отраженная $U_{1 отр}$, на выходе $U_{2 пад}$ и соответственно

$U_{2 отр}$. Наиболее широкое распространение получила форма записи уравнений четырехполюсника, когда в левой части стоят амплитуды волн, расходящиеся от четырехполюсника, в правой - сходящиеся к четырехполюснику

$$U_{1 отр} = S_{11} \cdot U_{1 пад} + S_{12} \cdot U_{2 отр},$$

$$U_{2 пад} = S_{21} \cdot U_{1 пад} + S_{22} \cdot U_{2 отр}.$$

Матрица, составленная из коэффициентов такой системы уравнений, получила название матрицы рассеяния.

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$$

Если четырехполюсник нагружен на согласованную нагрузку с коэффициентом отражения

$$\Gamma_n = \frac{U_{2 отр}}{U_{2 пад}}$$

то из уравнений четырехполюсника следует коэффициент отражения на его входе

$$\Gamma_{\text{вх}} = \frac{U_{1\text{отр}}}{U_{1\text{пад}}} = S_{11} + \frac{S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma_{\text{н}}}{1 - S_{22} \cdot \Gamma_{\text{н}}},$$

и коэффициент прохождения

$$\Gamma = \frac{U_{2\text{пад}}}{U_{2\text{отр}}} = \frac{S_{21}}{1 - S_{22} \cdot \Gamma_{\text{н}}}.$$

В случае идеально согласованной нагрузки $\Gamma_{\text{н}} = 0$ или $U_{2\text{отр}} = 0$ имеем

$$S_{11} = \frac{U_{1\text{отр}}}{U_{1\text{пад}}} - \text{коэффициент отражения по напряжению от плеча 1,}$$

когда плечо 2 согласованно.

$$S_{21} = \frac{U_{2\text{пад}}}{U_{1\text{пад}}} - \text{коэффициент прохождения из плеча 1 в плечо 2.}$$

Меняя направление передачи и нагрузку с коэффициентом отражения $\Gamma_{\text{н}}'$, имеем

$$\Gamma'_{\text{вх}} = \frac{U_{2\text{пад}}}{U_{2\text{отр}}} = S_{22} + \frac{S_{12} \cdot S_{21} \cdot \Gamma'_{\text{н}}}{1 - S_{11} \cdot \Gamma'_{\text{н}}},$$

$$\Gamma' = \frac{U_{1\text{отр}}}{U_{2\text{пад}}} = \frac{S_{12}}{1 - S_{11} \cdot \Gamma'_{\text{н}}}.$$

Полагая $\Gamma'_{\text{н}} = 0$, т. е. $U'_{2\text{отр}} = 0$ имеем

$$S_{22} = \frac{U_{2\text{пад}}}{U_{2\text{отр}}} - \text{коэффициент отражения по напряжению от плеча 2,}$$

когда плечо 1 согласованно.

$$S_{12} = \frac{U_{1\text{отр}}}{U_{2\text{отр}}} - \text{коэффициент прохождения из плеча 2 в плечо 1.}$$

Для взаимного четырехполюсника очевидно

$$S_{12} = S_{21}$$

в то время как для невзаимного

$$S_{12} \neq S_{21}$$

Иногда полезно представить коэффициенты матрицы рассеяния в комплексном виде

$$S_{ij} = |S_{ij}| \cdot e^{i\varphi_{ij}}$$

У четырехполюсников без потерь элементы матрицы рассеяния связаны между собой соотношениями:

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1,$$

$$|S_{12}|^2 + |S_{22}|^2 = 1,$$

$$S_{11} \cdot S_{12}^* + S_{21} \cdot S_{22}^* = 0.$$

Первые два соотношения представляют собой уравнения баланса мощности.

Для взаимных четырехполюсников без потерь

$$|S_{12}| = |S_{21}|; \quad |S_{11}| = |S_{22}|.$$

Из третьего соотношения следует, что

$$2 \cdot \varphi_{12} = \varphi_{11} + \varphi_{22} \pm \pi.$$

Таким образом, далеко не всегда нужно знать всю совокупность элементов матрицы рассеяния. Например, для описания аттенюатора используется параметр, называемый ослаблением, выражаемый в децибелах и определяемый через отношения мощности на входе к мощности на выходе

$$K_{\text{дБ}} = 10 \cdot \lg \cdot \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}}$$

и коэффициент стоячей волны $K_{\text{стУ}}$ на его входе (выходе).

Для фазовращателей существенен фазовый сдвиг φ .

Ряд параметров вводится для описания работы вентиля. Это потери прямой волны $\beta_{\text{пр}}$, потери обратной волны $\beta_{\text{обр}}$, КСВН на входе и выходе.

Через элементы матрицы рассеяния рабочие характеристики запишутся: ослабление в децибелах

$$K_{\text{дБ}} = 20 \cdot \lg \cdot \frac{1}{|S_{21}|},$$

фазовый сдвиг

$$\varphi = \arg \cdot S_{21}.$$

КСВН на входе при условии, что четырехполюсник нагружен на согласованную нагрузку

$$K_{\text{стУ}} = \frac{1 + |S_{11}|}{1 - |S_{11}|}.$$

5.4.2 Измерение ослабления аттенюаторов. Метод отношения мощностей

Общее ослабление аттенюатора, определяемое как $K_{\text{дБ}} = 10 \cdot \lg \cdot \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}}$, может быть разделено на две части

$$\frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} = \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{пр}}} \cdot \frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{вых}}},$$

где $P_{\text{пр}} = P_{\text{вх}} - P_{\text{отр}}$ - мощность, проходящая в аттенюатор. Тогда

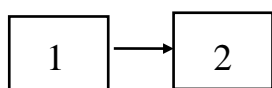
$$K_{\text{дБ}} = 10 \cdot \lg \cdot \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} + 10 \cdot \lg \cdot \frac{P_{\text{пр}}}{P_{\text{вх}}} = K_{\text{отр}} + K_{\text{погл}},$$

где $K_{отр}$ - ослабление отражения; $K_{погл}$ - ослабление поглощения. Ослабление отражения присуще чисто реактивным элементам.

Измерение собственного ослабления четырехполюсника СВЧ производится при согласованных сопротивлениях генератора и нагрузки.

Используются два основных метода: метод отношения мощностей и метод замещения.

Измерения по методу отношения мощностей выполняют в следующем порядке. На выходе генератора 1 устанавливают мощность нужной частоты P_0 , удобную для отсчета имеющимся измерителем мощности 2. Затем между



генератором включают четырехполюсник и определяют значение мощности P_1 , поступающей на измеритель мощности через четырехполюсник.

Ослабление аттенюатора определяется по формуле

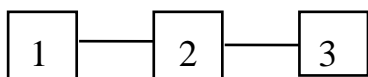
$$K_{дБ} = 10 \cdot \lg \cdot \frac{P_0}{P_1} .$$

При измерении больших ослаблений этим методом требуются значительные уровни мощности.

Погрешность измерения ослабления определяется, в первую очередь, погрешностью измерения уровня мощности. При этом, предполагается, что генератор и нагрузка (измеритель мощности) идеально согласованы. При неидеально согласованной нагрузке измеряется не собственное ослабление, а так называемое вносимое ослабление, определяемое через отношение мощности, которую генератор отдает в заданную нагрузку при непосредственном соединении, и мощности, которая поступает от этого же генератора через четырехполюсник.

5.4.3 Измерение ослабления методом замещения

В этом методе предварительно устанавливают на выходе генератора



1 - генератор; 2 - исследуемый либо образцовый аттенюатор;
3 - измеритель мощности.

мощность удобную для отсчета на выходе четырехполюсника. Затем заменяют исследуемый четырехполюсник образцовым аттенюатором и при неизменной мощности генератора восстанавливают с помощью переменного образцового аттенюатора предыдущие показания изме-

рителя мощности. Значение ослабления исследуемого четырехполюсника будет равно ослаблению, фиксируемому по шкале образцового аттенюатора.

Пределы измеряемых величин, диапазон частот и погрешность измерения в этом методе определяются техническими характеристиками образцового аттенюатора. Преимуществом этого метода является то, что в качестве измерителя мощности может быть использован любой, даже неградуированный

индикатор мощности, например, детекторная секция с измерительным усилителем. В последнем случае значительно снижаются требования к уровню необходимой для измерения мощности.

На практике, при испытании ряда четырехполюсников или градуировке аттенюаторов образцовый аттенюатор обычно подключают к выходу генератора. К выходу образцового аттенюатора подключается исследуемый четырехполюсник с индикатором мощности. При этом измеряемое ослабление будет равно разности показаний образцового аттенюатора

$$K = K_{00} - K_{01}$$

где K_{00} - показания образцового аттенюатора в дБ при подключенном четырехполюснике;

K_{01} - показания аттенюатора в отсутствие четырехполюсника.

При проведении измерений рекомендуется соблюдать ГОСТ 8.249-77.

Измерения проводят в следующей последовательности: устанавливают ослабление образцового аттенюатора превышающим максимальное ослабление поверяемого аттенюатора на 1-2 дБ; на поверяемом аттенюаторе устанавливают минимальное (начальное) ослабление и регулируют уровень сигнала генератора и чувствительность индикатора до получения показаний в пределах последней четверти шкалы индикатора; показания шкалы индикатора α и шкалы образцового аттенюатора K_{00} фиксируют. После этого изменять показания индикатора и генератора не разрешается. Далее устанавливают ослабление поверяемого аттенюатора равным K_i , а ослабление образцового аттенюатора уменьшают до восстановления прежних показаний индикатора α . Фиксируют показание образцового аттенюатора K_{0i} .

Ослабление

$$K_i = K_{00} - K_{0i}$$

Если аттенюатор имеет градуировку в дБ, то погрешность поверяемого аттенюатора по ослаблению в точке i определяют по формуле

$$\Delta K_i = K_i - (K_{00} - K_{0i})$$

В качестве образцовых предпочтительнее использовать поляризационные аттенюаторы.

Погрешности измерения складываются из погрешностей образцового аттенюатора, суммарной погрешности, зависящей от стабильности мощности генератора, частоты и случайной погрешности индикатора, погрешности согласования.

5.4.4 Измерение параметров четырехполюсников с использованием панорамного измерителя КСВ

При использовании панорамных измерителей коэффициента стоячей волны и ослабления возможно в автоматическом режиме непосредственно измерить все четыре коэффициента матрицы передачи четырехполюсника.

В режиме измерения КСВН (рисунок 4. 3) четырехполюсник включается между рефлектометром и согласованной нагрузкой. Отсчет КСВН ведется непосредственно по шкале КСВ индикатора при совмещенных линиях калибровки и отраженного сигнала. Измерив КСВ со стороны входа, находим коэффициент S_{11} , когда плечо 2 четырехполюсника согласованно. Меняя выход со входом четырехполюсника, находим S_{22} когда плечо 1 согласованно.

В режиме измерения ослабления (рисунок 4.4) четырехполюсник включается между направленными ответвителями, а весь тракт по-прежнему нагружен на согласованную нагрузку. При этом направленные ответвители включены на проход. Направление распространения волны указано стрелками на ответвителях. Отсчет ослабления ведется непосредственно по шкале ослабления в дБ. Для пассивных четырехполюсников децибелы берутся со знаком плюс, для активных - со знаком минус. Измерив ослабление со стороны входа, можем вычислить коэффициент S_{12} . Меняя выход со входом четырехполюсника, находим S_{21} .

5.4.5 Порядок выполнения работы

- Получить зачет по теоретической части.
- Изучить принцип работы прибора типа Р2.
- Собрать экспериментальную установку (рисунок 4. 3 и рисунок 4. 4).
- Прокалибровать установку согласно инструкции к прибору типа Р2.
- Измерить параметры четырехполюсника (КСВ1, КСВ2, А1, А2).
- Вычислить коэффициенты матрицы передачи ($S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$).
- Оценить погрешность измерения (исходные данные для определения погрешностей взять из инструкции к прибору).
- Оформить отчет.

5.4.6 Контрольные вопросы для самоподготовки

- Отрезок волновода с Т- волной как четырехполюсник.
- Матрица передачи. Нормированная матрица.
- Эквивалентность между волноводом и длинной линией.
- Виды четырехполюсников.
- Основные характеристики четырехполюсников.
- Связь КСВН и ослабления с элементами матрицы передачи.
- Виды погрешностей измерения и способы их учета.

5.5 Исследование параметров ферритовых вентиляей

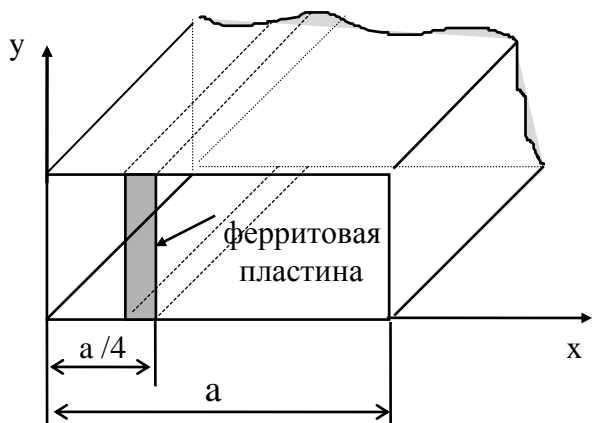
Цель работы. Рассмотреть основные физические принципы конструирования ферритовых вентиляей СВЧ диапазона, изучить методику измерения параметров невзаимных четырехполюсников и измерить параметры резонансного вентиля по заданию преподавателя, оценить добротность или вентиляльное отношение.

5.5.1 Основные теоретические положения

Вентилем (или изолятором) в технике СВЧ называют четырехполюсник, обладающий тем свойством, что величина вносимого им затухания зависит от направления движения волны через вентиль. В зависимости от рабочего диапазона, конструкции и уровня рабочей мощности потери в вентиле при распространении волн в одном направлении обычно лежат в пределах от 0.1 до 1 дБ, а при распространении в обратном направлении достигают 10-70 дБ.

Ферритовые вентиляи обычно используют в качестве широкополосных согласующих устройств. При этом падающая волна, бегущая от генератора к нагрузке, проходит вентиль с малыми потерями, а волна, отраженная от нагрузки и распространяющаяся в обратном направлении, почти полностью затухает в вентиле.

Вентили бывают двух типов: вентиль, основанный на явление поперечного резонанса, и вентиль, основанный на эффекте смещения поля.



Вентиль, основанный на явление поперечного резонанса, часто применяется в волноводе прямоугольного сечения. Пусть изменение во времени магнитного поля волны H_{10} в некотором продольном сечении плоскости XY равны

$$\dot{H}_x = \frac{j \cdot \beta \cdot a}{\pi} \cdot H_{0x} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \cdot e^{-j\beta \cdot z},$$

$$H_y = H_{0y} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \cdot e^{-j\beta \cdot z}.$$

и сдвинуты по фазе на 90° . В общем случае модули этих составляющих неравны, поэтому поляризация магнитного поля эллиптическая. В тех же сече-

ниях где $|H_x| = |H_y|$, поляризация будет круговой. Так как составляющая H_y при переходе через точку $x = a/2$ меняет знак, то справа от сечения $x = a/2$ направление вращения вектора напряженности магнитного поля противоположно направлению вращения этого вектора слева от сечения $x = a/2$. Точное значение координаты x_0 , соответствующей сечению, в котором имеет место круговая поляризация магнитного поля найдем из соотношения

$$\frac{|H_x|}{|H_y|} = 1 = \frac{\beta \cdot a}{\pi} \cdot \left| \operatorname{tg} \left(\frac{\pi \cdot x_0}{a} \right) \right|, \quad \text{т.е.}$$

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi \cdot x_0}{a} \right) = \frac{\pi}{\beta \cdot a} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2 \cdot a}{\lambda} \right)^2 - 1}}.$$

Когда $a \approx 0.71 \cdot \lambda$, что имеет место вблизи средней частоты рабочего диапазона волновода, имеем

$$x_{01} \cong a/4,$$

$$x_{02} \cong 3/4 \cdot a$$

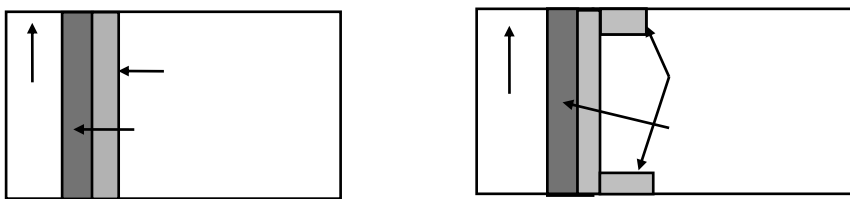
Выбираем направление внешнего магнитного поля H_{\perp} так, чтобы в точке x_{01} поляризация волны совпадала с H^{-} , тогда в точке x_{02} поляризация волны



совпадает с H^{+} . Изменим направление движения волны на противоположное. При этом следует заменить β на $(-\beta)$, т. е. изменение направления распространения волны меняет направление вращения вектора магнитного поля на противоположное. Следовательно, обратная волна в точке x_{01} будет иметь поляризацию H^{+} , а в точке x_{02} - поляризацию H^{-} .

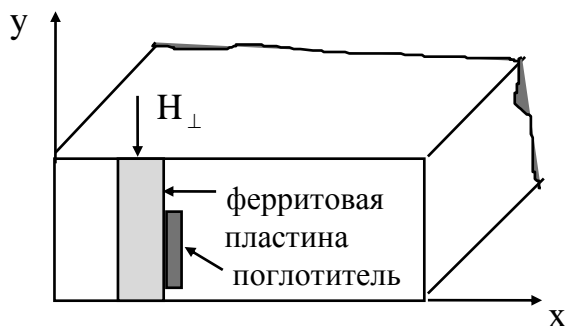
Поместим в плоскость, проходящую через точку x_{01} и параллельную оси волновода, тонкую ферритовую пластину, (см. рисунок). Напряженность внешнего магнитного поля выберем так, чтобы на заданной частоте выполнялось равенство $\mu^{+}/\mu_0 = -1$, что соответствует поперечному резонансу, $\mu_{\perp} \approx 2 \cdot \mu_a^{+}/\mu_0 + \mu_a^{+}$. Для волны с поляризацией H^{-} феррит ведет себя как диэлектрик с $\mu_a^{-} \cong \mu_0$. Поэтому волна, распространяющаяся вдоль положительного направления z (прямая волна), без существенных потерь проходит через отрезок волновода с ферритом. Напротив, волна, бегущая в обратном направлении, имеет поляризацию H^{+} , которая при $H_0 = H_{\perp \text{рез}}$ интенсивно затухает в феррите.

При изменении частоты электромагнитного поля меняется соотношение между продольными и поперечными составляющими магнитного поля. Се-



чение с круговой поляризацией при повышении частоты смещается в сторону узкой стенки волновода, а при понижении к центру волновода. При этом феррит оказывается не в оптимальном положении, что влечет за собой увеличение прямых потерь и уменьшение обратных. Кроме того, величины μ^+ и μ^- зависят от частоты. Поэтому резонансное условие выполняется лишь на одной частоте. Чтобы ослабить зависимость структуры поля от частоты, в волновод вводят пластину из диэлектрика с высокой диэлектрической проницаемостью и весьма малыми потерями, а ферритовую пластину наклеивают либо непосредственно на диэлектрик, либо на широкую стенку волновода рядом с диэлектриком. При этом значительная часть энергии, распространяющаяся по волноводу, проходит по диэлектрической пластине. Благодаря этому зависимость структуры поля от частоты, характерная для обычного волновода, становится менее выраженной. Одновременно возрастает концентрация энергии электромагнитной волны в ферритовой пластине, расположенной рядом с диэлектриком, что приводит к существенному увеличению вентиляющего эффекта. Толщина диэлектрической пластины, ее положение в волноводе и параметры диэлектрика подбираются таким образом, чтобы у той грани диэлектрика, где расположен феррит, поляризация магнитного поля была близка к круговой.

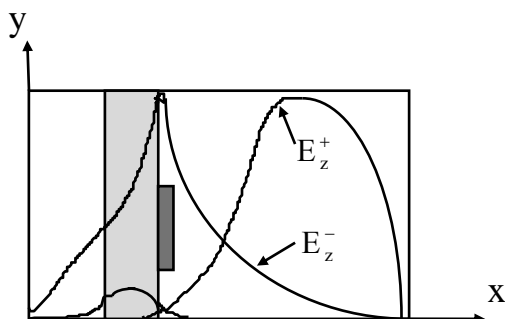
На аналогичных принципах основаны резонансные вентили в коаксиальной и полосковой линиях, а также других типов волноводов (H^- и Π -образных и т. д.).



На следующем рисунке показан эскиз вентиля, основанного на эффекте смещения поля. Напряженность внешнего магнитного поля H_{\perp} выбираются так, чтобы выполнялось неравенство

$$H_0 \geq \frac{\omega}{\gamma} - M_0 = H_{\text{рез}} - M_0 ,$$

где M_0 - намагниченность насыщения феррита. На внутреннюю сторону ферритовой пластины наносится слой, например, из графита. Поскольку при отрицательных значениях магнитной проницаемости μ_a^+ волна с поляризацией H^+ вытесняется из феррита и распространяется вне его, то напряженность E_z^+ электрического поля волны с поляризацией H^+ в поглощающем слое будет весьма мала. Поэтому затухание энергии в венти́ле мало. В то же время энергия



волны с поляризацией H^- концентрируется в феррите, как в диэлектрике с высокой диэлектрической проницаемостью. Напряжен-

ность электрического поля этой волны у поверхности феррита велика, в поглощающем слое наводится ток проводимости $j_{np} = \sigma \cdot E_z^-$, волна с поляризацией H^- интенсивно поглощается в слое поглотителя. Вес и габариты вентиля определяются в значительной степени весом и габаритами постоянного магнита, который создает намагничивающее поле. Поскольку намагничивающее поле в вентиле, основанном на смещении поля, меньше резонансного, то вентиль, основанный на эффекте смещения поля, меньше по весу и более компактен, чем аналогичный резонансный вентиль.

5.5.2 Порядок выполнения работы

- Получить зачет по теоретической части (глава 3).
- Изучить принцип работы прибора типа P2.
- Собрать экспериментальную установку (рисунок 4.3 и рисунок 4.4).
- Прокалибровать установку согласно инструкции к прибору типа P2.
- Измерить параметры резонансного вентиля ($K_{CBH_{вх}}$, $K_{CBH_{вых}}$, $T_{вх}$ и $T_{вых}$ - где обозначено вх - со стороны входа, вых - со стороны выхода).
- Вычислить вентиляльное отношение.
- Оценить погрешность измерения (Исходные данные для определения погрешностей взять из инструкции к прибору).
- Оформить отчет.

5.5.3 Контрольные вопросы для самоподготовки

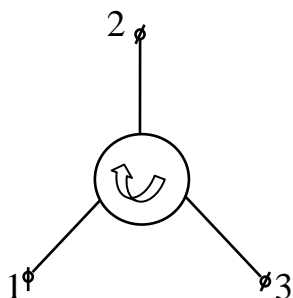
- Ферромагнитный резонанс.
- Тензор магнитной проницаемости.
- Эффект Каттон- Мутона.
- Эффект Фарадея.
- Эффект "смещения поля".
- Типы вентилялей.
- Конструкция вентиля (оба варианта).
- Виды погрешностей измерения параметров вентилялей и способы их учета.

5.6 Исследование параметров Y - циркуляторов

Цель работы. Отработка методики измерения параметров многополюсников путем исследования эквивалентного четырехполюсника, образующегося при нагружении свободных полюсов нагрузками известной величины (короткое замыкание, согласованная нагрузка) и ознакомление с конструктивными особенностями создания циркулятора на заданный диапазон рабочих частот.

5.6.1 Основные теоретические положения

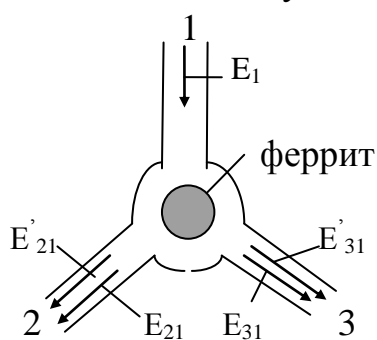
Циркулятором называется ферритовое устройство, в котором движение потока энергии происходит в строго определенном направлении, зависящем от ориентации внешнего магнитного поля, намагничивающего феррит. Наибольшее применение получил трехплечный Y- циркулятор, изображенный на рисунке.



Стрелка указывает направление циркуляции. Электромагнитная волна, поступающая на вход плеча 1, направляется в плечо 2. Если подвести энергию к плечу 2, то она направляется в плечо 3 и т. д. Изменение ориентации внешнего магнитного поля влечет за собой изменения направления циркуляции на обратное, т. е. циркуляция в направлении $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ заменяется циркуляцией в направлении $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Это позволяет использовать циркуляторы в качестве быстродействующих переключателей, например, в схемах резервирования. Число плеч в циркуляторе не обязательно равно 3, их может быть 4, 5 и более.

Циркуляторы находят широкое применение для обеспечения одновременной работы передатчика и приемника на одну антенну, причём, передатчик и приемник могут работать как в непрерывном, так и в импульсном режимах.

Циркуляторы незаменимы в параметрических и туннельных усилителях, ибо позволяют упростить их конструкцию и снизить шумовую температуру усилителей. С помощью циркуляторов можно осуществить так называемое высокочастотное уплотнение антенно-волноводного тракта, при котором один и тот же тракт используется одновременно для передачи или приема нескольких широкополосных сигналов. Необходимость в таком уплотнении возникает, например, в радиорелейных линиях связи. Простейшая схема работы такова. Сигнал на частоте f_1 создаваемый передатчиком 1 поступает в плечо 2 на вход полоскового фильтра II. Поскольку этот фильтр настроен на частоту f_2 , то сигнал с частотой f_1 , отражается от входа фильтра II и проходит в плечо 3 на антенну.



Во многих случаях циркуляторы используются в качестве вентиля для устранения волны, отраженной от нагрузки. Энергия отраженной волны поглощается не в ферритовом элементе, а во внешней поглощающей нагрузке подключенной к плечу 3, что очень важно на высоком уровне мощности. Систему охлаждения легче осуществить в схеме с циркулятором т. е. с внешней нагрузкой, чем ферритового элемента, как в случае вентиля. Простейший циркулятор представляет собой трехплечий мост, плечи которого

повернуты друг относительно друга на 120° . В центре такого волноводного сплетения расположен ферритовый цилиндр (высота его не обязательно равна высоте волновода), намагниченный вдоль своей оси, т.е. в направлении, перпендикулярном широким стенкам прямоугольного волновода, либо перпендикулярно плоскости полоска. Если рассматриваемый волноводный элемент не содержит феррита, то поступающая энергия из канала 1, делится поровну между каналами 2 и 3. При этом КСВ со стороны канала 1 равно 2, так как к нему подключены два идентичных канала с одинаковыми Z_B . Иначе говоря, волновод 1 нагружен на сопротивление, равное половине Z_B .

При наличии намагниченного феррита можно считать, что волны, проходящие в каналы 2 и 3, являются результатом суперпозиции двух полей, первичного E_{21} и E_{31} и переизлученного ферритовым цилиндром E'_{21} и E'_{31} . Первичные поля в каналах 2 и 3 в силу симметрии системы синфазны и равны по амплитуде. Амплитуда и фаза вторичного поля зависят от размеров и параметров намагниченного феррита. Оказывается, что эти величины можно подобрать так, чтобы поля E_{21} и E'_{21} в канале 2 были синфазны, а поля E_{31} и E'_{31} в канале 3 противофазны. Если, кроме, того, обеспечено равенство этих полей по амплитуде, то энергия волны из канала 1 будет полностью передаваться в канал 2. Очевидно, что в силу симметрии системы волна из канала 2 будет попадать в канал 3, а из канала 3- снова в канал 1.

Следует отметить, что в таком режиме система будет согласованна со стороны трех плеч, так как, например, канал 1 будет подключен только к каналу 2, т. е. нагружен на сопротивление Z_B .

Для расчета циркулятора используется метод, основанный на анализе матрицы рассеяния. Это возможно, поскольку на практике учитывается только результирующий эффект в линии передачи на некотором расстоянии от феррита и исключаяющий из рассмотрения область перехода от однородной линии передачи к ферритовой неоднородности.

Преимущества использования матрицы рассеяния обусловлены тем, что элементы этой матрицы связывают только амплитуды отраженных и прохо-

которое сокращенно записывается в виде

$$b_i = \sum_j S_{ij} \cdot a_j$$

или $\vec{b} = S \cdot \vec{a}$

Определение матрицы рассеяния предполагает, что выполняются условия:

1. Каждый волновод может рассматриваться как линия, в которой распространяется только один тип волн, характеризуемый единственной фазовой постоянной.

2. Амплитуды a и b электромагнитных полей, распространяющихся в волноводах вдали от сочленения, нормируются таким образом, что амплитуде $a = 1$ соответствует единичная мощность, проходящая через линию передачи. При этом элементы матрицы рассеяния не зависят от характеристических сопротивлений линии передачи различного вида.

3. Сочленение линейно и пассивно. Если сочленение взаимно, то $S_{ij} = S_{ji}$ для невзаимного устройства.

4. Элементы матрицы рассеяния, описывающей сочленение (циркулятор), должны удовлетворить закону сохранения энергии.

Закон гласит, что полная мощность $P_{вх}$, поступающая во все плечи пассивного сочленения, должна быть равна сумме мощностей, поглощенной в сочленении, и мощности, выходящей из всех плеч:

$$P_{вх} - P_{вых} = \frac{1}{2} \sum_i (a_i \cdot a_i^* - b_i \cdot b_i^*) \geq 0$$

Эта разность должна быть равна мощности рассеянной в сечении. Рассеиваемая мощность обусловлена электрическими и магнитными потерями в сочленении и всегда положительна, кроме случая отсутствия потерь, когда она равна нулю. Поскольку

$$b_i = \sum_j S_{ij} \cdot a_j \quad \text{и} \quad b_i^* = \sum_j S_{ij}^* \cdot a_j^* \quad \text{то}$$

$$\sum_i \left(a_i \cdot a_i^* - \sum_{j \neq i} S_{ij} \cdot S_{ij}^* \cdot a_j^* \cdot a_j \right) \geq 0$$

или в матричной форме

$$\vec{a}^* [\vec{I} - \tilde{S}^* \cdot S] \geq 0$$

где \vec{I} - единичная матрица, а \vec{a} - вектор-столбец падающих волн.

Символ \tilde{S} обозначает транспонированную матрицу S , в которой строки и столбцы поменялись местами. При отсутствии потерь в сочленении

$$\tilde{S}^* \cdot S = 1.$$

Это означает, что элементы матрицы рассеяния, описывающей сочленение без потерь, должны удовлетворять соотношениям

$$\sum_k S_{ik}^* \cdot S_{jk} = \begin{cases} 1, & \text{при } i = j \\ 0, & \text{при } i \neq j \end{cases}$$

Матрица S , удовлетворяющая этим условиям называется унитарной матрицей. Таким образом, из закона сохранения энергии следует, что сочленение без потерь описывается унитарной матрицей рассеяния.

По теореме Кэрлин, любое согласованное невзаимное трехплечевое СВЧ сочленение без потерь является идеальным циркулятором. Действительно, матрица рассеяния симметричного трехплечевого сочленения без потерь может быть записана в виде

$$S = \begin{vmatrix} 0 & B & C \\ C & 0 & B \\ B & C & 0 \end{vmatrix}$$

Если матрица унитарна, то $|B|^2 + |C|^2 = 1$

$$BC^* = 0$$

Отсюда следует, что либо

$$B = 0, \quad |C| = 1$$

либо

$$C = 0, \quad |B| = 1$$

Первое условие есть условие существования идеального симметричного циркулятора с направлением циркуляции по часовой стрелке. Тогда

$$S = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{vmatrix}$$

Второе условие приводит к матрице рассеяния циркулятора с противоположным направлением циркуляции, т. е. при изменении направления подмагничивающего магнитного поля на противоположное.

5.6.2 Порядок выполнения работы

- Получить зачет по теоретической части (глава 3).
- Изучить принцип работы прибора типа P2.
- Собрать экспериментальную установку (рисунок 4.3 и рисунок 4.4).
- Прокалибровать установку согласно инструкции к прибору типа P2.
- Измерить коэффициент прохождения по схеме $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$.
- Определить развязку между плечами $1 \rightarrow 3$; $2 \rightarrow 1$.
- Оценить погрешность измерения. (Исходные данные для определения погрешностей взять из инструкции к прибору).
- Оформить отчет.

5.6.3 Контрольные вопросы для самоподготовки

- Поперечное распространение ЭМВ в намагниченном феррите.
- Обыкновенная и необыкновенная волна.
- Тензор магнитной проницаемости для необыкновенной волны.
- Физические основы создания ферритовых циркуляторов.
- Основные параметры циркулятора.
- Методика измерения параметров циркулятора.

5.7 Исследование параметров СВЧ резонаторов

Цель работы. Теоретическое и экспериментальное исследование микрополосковых СВЧ резонаторов, расчет на заданный диапазон частот однополосковых резонаторов и анализ схем включения в передающий тракт.

5.7.1 СВЧ резонаторы и их основные параметры

Резонатор СВЧ представляет собой некоторый объем, ограниченный проводящими либо отражающими поверхностями или другими неоднородностями, способными удерживать электромагнитные поля, благодаря чему в нем могут возбуждаться и поддерживаться периодические колебания. Поскольку эти колебания локализованы в ограниченной части пространства, иногда все резонаторы СВЧ называют объемными, чаще же под объемными понимается только резонатор, который образуется внутри хорошо проводящей металлической оболочки.

В оболочке объемного резонатора имеется одно-два небольших отверстия (окна связи) для осуществления связи с линиями передачи, тем не менее, её в большинстве случаев можно рассматривать как замкнутую (связь с внешними волноводами мала).

В последнее время в технике СВЧ находят все более широкое применение диэлектрические, ферритовые, запердельные (предельные) и открытые резонаторы.

Объем, в котором сосредоточены колебания у диэлектрических и ферритовых резонаторов, ограничен практически поверхностью раздела диэлектрик-воздух, феррит-воздух.

Отличительной особенностью запердельных и открытых резонаторов является отсутствие, как замкнутой поверхности, так и границ раздела между разными средами. Тем не менее, колебания в этих резонаторах также локализованы в некотором конечном объеме.

По способу включения в тракт резонаторы могут выполнять либо роль оконечных нагрузок (двухполюсник), либо проходных элементов (четырёхполюсник).

В отличие от двух - и четырехполюсников для описания работы резонаторов, помимо матрицы рассеяния, вводятся параметры, f_0 - резонансная частота и Q - добротность.

Величина f_0 определяется геометрическими параметрами резонатора и структурой электромагнитного поля. Резонатор СВЧ имеет бесконечное количество "резонансных" частот, но обычно интересуются одной из них f_0 - связанной с определенными типами колебаний, обычно это основной тип колебаний.

Добротность резонатора определяется как отношение запасенной энергии за период к растрчиваемой энергии за период

$$Q = 2 \cdot \pi \cdot \frac{W_3}{W_{\text{пт}}}$$

Энергию потерь можно выразить через среднюю по времени мощность потерь

$$W_{\text{пт}} = P_{\text{н ср}} \cdot T, \quad \text{тогда}$$

$$Q = \omega \cdot \frac{W_3}{P_{\text{н ср}}}.$$

Потери энергии в резонаторе складываются из мощности потерь в стенках резонатора - омические потери, P_r , потерь в диэлектрическом заполнении P_d , и потерь во внешних цепях $P_{\text{св}}$, тогда

$$P_{\text{н ср}} = P_r + P_d + P_{\text{св}}.$$

Добротность резонатора, вычисленная с учетом только потерь в объеме резонатора (омические потери в стенках и диэлектрические потери в объеме), называется собственной добротностью Q_0 . Добротность, определенная с учетом собственных потерь и потерь во внешних цепях, называется нагруженной добротностью Q_n , которые связаны соотношением

$$\frac{1}{Q_n} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{вн}}}$$

где внешняя добротность будет

$$Q_{\text{вн}} = \omega \cdot \frac{W_3}{P_{\text{св св}}}$$

В качестве параметра, характеризующего связь резонатора с внешними цепями, вводится коэффициент связи β определяемый как

$$\beta = \frac{Q_0}{Q_{\text{вн}}} = \frac{P_{\text{св}}}{P_{\text{н ср}}} = \frac{P_{\text{св}}}{P_r + P_d}.$$

Откуда, когда имеется одна связь с внешними цепями

$$Q_n = \frac{Q_0}{1 + \beta}.$$

В случае, когда два элемента связи (четыреполюсник)

$$Q_H = \frac{Q_0}{1 + \beta_1 + \beta_2},$$

где β_1 и β_2 - коэффициенты связи с входным и выходным трактами.

Коэффициент передачи по мощности через резонатор при резонансе

$$|T(\omega_0)|^2 = \frac{4 \cdot \beta_1 \cdot \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2}$$

В режиме свободных колебаний, добротность является мерой способности резонатора сохранять запасенную энергию

$$W_3(t) = W_3(0) \cdot e^{-\frac{\omega_0}{Q} \cdot t}$$

где $W_3(0)$ - энергия, запасенная в начальный момент времени.

В режиме вынужденных колебаний добротность можно рассматривать как меру скорости изменения реактивной проводимости контура на частотах, близких к резонансной

$$Q = -\frac{\omega_0}{2 \cdot G} \left(\frac{dB}{d\omega} \right) \Big|_{\omega = \omega_0},$$

где G и B активная (резистивная) и реактивная составляющие проводимости резонатора.

Измерение значений добротности резонатора, как правило, сводится к измерению частот, временных интервалов, значений КСВН, коэффициентов отражения или передачи по мощности.

5.7.2 Измерение добротности по декременту колебаний

Метод измерения добротности по декременту колебаний основывается на наблюдении явления затухания собственных колебаний в резонаторе. Постоянная времени этого затухания определяет значение добротности Q .

Пусть J_0 - сила тока в резонаторе в момент выключения источника сигнала, вид которого задается генератором работающим в импульсном режиме. Закон изменения тока по времени с момента прекращения воздействия можно записать в виде

$$J(t) = J_0 \cdot e^{-\frac{\omega \cdot t}{2 \cdot Q_H}}.$$

Если ток $J(t)$ измеряется для двух следующих друг за другом моментов времени t_1 , и t_2 , то отношения этих значений запишется

$$\frac{J(t_1)}{J(t_2)} = e^{-\frac{\omega}{2 \cdot Q_H} \cdot (t_1 - t_2)} = e^{\frac{\omega}{2 \cdot Q_H} \cdot \Delta t}$$

где $\Delta t = t_2 - t_1$.

Отсюда

$$Q = \frac{\pi \cdot f \cdot \Delta t}{\ln \left[\frac{J(t_1)}{J(t_2)} \right]}$$

Если Δt соответствует отрезку времени, в течение которого ток уменьшается в e раз, то

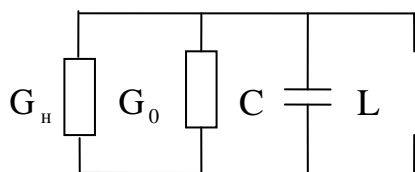
$$Q_n = \pi \cdot f \cdot \Delta t.$$

5.7.3 Измерение добротности резонатора, включенного как оконечная нагрузка

Этот метод измерения добротности резонатора основан на измерении его параметров как двухполюсника в окрестности резонансной частоты.

Определение добротности по измеренным значениям входного сопротивления и КСВН осуществляется, как правило, с помощью измерительной линии или измерителей входного сопротивления.

СВЧ резонатор можно представить в виде эквивалентного колебательно-



го контура с сосредоточенными параметрами. Предположим, что на зажимах этого эквивалентного контура действует напряжение $U_0 \cdot e^{-i\omega_0 t}$, где $\omega_0 = (L \cdot C)^{-1/2}$ - резонансная круговая частота. Значение запасенной энергии в контуре W_3 можно определить,

например, по формуле:

$$W_3 = \frac{1}{2} \cdot C \cdot U_0^2$$

Обозначив полную проводимость контура, как $Y = G + i \cdot B$ и учитывая, что

$$B = -\omega \cdot C + \frac{1}{\omega \cdot L};$$

$$\frac{dB}{d\omega} = -C - \frac{1}{\omega^2 \cdot L}$$

получим

$$\left. \frac{dB}{d\omega} \right|_{\omega = \omega_0} = -C - \frac{1}{\omega_0^2 \cdot L} = -2 \cdot C$$

Тогда

$$W_3 = \frac{U_0^2}{4} \cdot \left(-\frac{dB}{d\omega} \right) \Big|_{\omega = \omega_0}.$$

Потери энергии в контуре за один период колебаний составляют

$$W_{b\Box} = \int_0^T U_0^2 \cdot G \cdot \sin^2(\omega \cdot t) \cdot dt = \frac{\pi}{\omega_0} \cdot G \cdot U_0^2$$

и добротность будет

$$Q = \frac{\omega_0}{2 \cdot G} \cdot \left(- \frac{\partial B}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega = \omega_0}.$$

Рассматривая в качестве G ту или иную составляющую активной проводимости контура, получим соответствующие значения добротности

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{2 \cdot G} \cdot \left(- \frac{dB}{d\omega} \right) \Big|_{\omega = \omega_0};$$

$$Q_{Y_0} = \frac{\omega_0}{2 \cdot Y_0} \cdot \left(- \frac{dB}{d\omega} \right) \Big|_{\omega = \omega_0};$$

$$Q = \frac{\omega_0}{2 \cdot (G + Y_0)} \cdot \left(- \frac{dB}{d\omega} \right) \Big|_{\omega = \omega_0};$$

где $Y_0 = \frac{1}{Z_0}$ - активная проводимость внешней цепи, равная волновой проводимости подсоединенного к резонатору волновода.

Для резонатора с достаточно высокой добротностью можно записать

$$\left(- \frac{dB}{d\omega} \right) \cong \frac{\Delta B}{\Delta \omega} = \frac{B_1 - B_2}{\omega_1 - \omega_2},$$

что для частот ω_1 и ω_2 соответствует выполнению условия

$$B = \pm(G + Y_0)$$

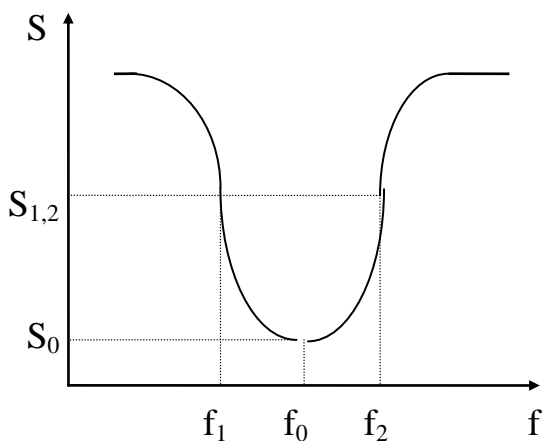
Тогда

$$\left(\frac{dB}{d\omega} \right) \Big|_{\omega = \omega_0} \cong \frac{2 \cdot (G + Y_0)}{|\omega_1 - \omega_2|}.$$

Подставляя в выражение для добротности, получим

$$Q_n = \frac{\omega_0}{2 \cdot (G + Y_0)} \cdot \frac{2 \cdot (G + Y_0)}{|\omega_1 - \omega_2|} = \frac{f_0}{|f_1 - f_2|} = \frac{f_0}{\Delta f},$$

где f_1, f_2 - точки резонансной кривой, соответствующие выполнению условия $B = \pm(G + Y_0)$. На рис. представлен типичный вид зависимости КСВН в



линии, нагруженной резонатором, от частоты возбуждающих колебаний. Минимум КСВН соответствует собственной частоте резонатора.

КСВН при резонансе S_0 не равен нулю, как следует из рис. Действительно, коэффициент стоячей волны по напряжению S и коэффициент отражения Γ по напряжению связан соотношением

$$S = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|},$$

где

$$|\Gamma| = \frac{Y_0 - Y}{Y_0 + Y}.$$

На частоте резонанса, где $Y = G_0$ ($B = 0$)

$$S_0 = \frac{1 + \frac{Y_0 - G_0}{Y_0 + G_0}}{1 - \frac{Y_0 - G_0}{Y_0 + G_0}} = \frac{Y_0}{G_0} \quad \text{при } Y_0 \geq G_0,$$

$$S_0 = \frac{1 + \frac{G_0 - Y_0}{G_0 + Y_0}}{1 - \frac{G_0 - Y_0}{G_0 + Y_0}} = \frac{G_0}{Y_0} \quad \text{при } Y_0 \leq G_0$$

Таким образом, КСВН в линии на частоте резонанса может характеризовать отношение Y_0/G_0 либо G_0/Y_0 , и, как отсюда следует, важной характеристикой, различающий эти два случая, является коэффициент отражения Γ на частоте резонанса. Условие $G_0 = Y_0$ соответствует критической связи ($\Gamma=0$). При $G_0 > Y_0$ (связь меньше критической, $\beta < 1$),

$$S_0 = \frac{G_0}{Y_0} = \frac{1}{\beta}, \quad \Gamma < 0;$$

при $G_0 < Y_0$ (связь больше критической, $\beta > 1$)

$$S_0 = \frac{Y_0}{G_0} = \beta, \quad \Gamma > 0.$$

Знак коэффициента отражения Γ может быть определен экспериментально следующим образом. Полностью отстроив резонатор (или изменив частоту генератора относительно резонансной частоты) находят положение узла при расстройке. Положение зонда в узле соответствует его подключению "к зажимам" эквивалентного резонатору параллельного контура. Теперь настройка резонатора в резонанс производится по максимуму напряжения на зонде. После настройки резонатора (источника сигнала) в резонанс перемещение зонда относительно положения узла при расстройке покажет, что в том положении расположен или максимум или минимум напряжения, так как сопротивление резонатора при резонансе чисто активное. Если этот эксперимент покажет наличие минимума - связь меньше критической, если наличие максимума - больше.

Полоса резонатора $2 \cdot \Delta f = |f_1 - f_2|$ соответствует выполнению на этих частотах

$$B = \pm(G + Y_0) \quad \text{или} \\ Y_{1,2} = G_0 \pm i \cdot (G_0 - Y_0).$$

Тогда

$$S_{1,2} = \frac{1 + |\tilde{A}_{1,2}|}{1 - |\tilde{A}_{1,2}|} = \frac{1 + \sqrt{\frac{(S_0 - 1)^2}{S_0^2 + 1}}}{1 - \sqrt{\frac{(S_0 - 1)^2}{S_0^2 + 1}}}.$$

Этот уровень одинаков (при одинаковых значениях $|\Gamma|$ т. е. $|\Gamma_1| = |\Gamma_2|$) как для недосвязанного ($\beta < 1$), так и для пересвязанного ($\beta > 1$) резонатора. Рассчитав значения $S_{1,2}$ по измеренной резонансной кривой, получаем значения частот f_1 и f_2 .

Таким образом, по измеренной зависимости КСВН от частоты могут быть определены следующие параметры резонатора:

нагруженная добротность резонатора

$$Q_n = \frac{f_0}{|f_1 - f_2|};$$

собственная добротность резонатора

$$Q_0 = Q_n \cdot (1 + S_0);$$

внешняя добротность

$$Q_{\text{вн}} = Q_n \cdot \frac{1 + S_0}{S_0}$$

и коэффициент связи резонатора с внешней линией β .

5.7.4 Измерение добротности методом передачи

При измерении методом передачи добротность резонатора определяется

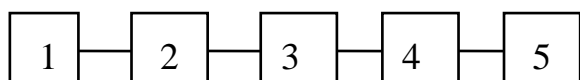


Рисунок - Схема установки для измерений добротности методом передачи

1 - СВЧ - генератор; 2 - развязывающий вентиль; 3 - исследуемый резонатор; 4 - детектор; 5 - индикатор.

по параметрам резонансной кривой, однако, вместо измерительной линии и генератора, работающего на фиксированной частоте, здесь используется перестраиваемый по частоте генератор и прямое детектирование прошедшей через резонатор СВЧ- волны. Изме-

няя частоту генератора 1, снимают резонансную кривую резонатора "на проход". Эта кривая описывает зависимость коэффициента передачи резонатора от частоты

$$|T(\omega)|^2 = \frac{4 \cdot \beta_1 \cdot \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2) + 4 \cdot Q_0 \cdot \delta},$$

где $\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega}$ - относительная расстройка резонатора.

Резонансная частота f_0 определяется по положению максимума проходящей мощности. Нагруженная добротность Q_n связана с собственной добротностью соотношением

$$Q_n = \frac{Q_0}{1 + \beta_1 + \beta_2}, \quad \text{тогда}$$

$$|T(\omega)|^2 = |T(\omega_0)|^2 \cdot \frac{1}{1 + 4 \cdot Q_n^2 \cdot \delta^2}, \quad \text{где}$$

$$|T(\omega_0)|^2 = \frac{4 \cdot \beta_1 \cdot \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2} \quad \text{описывает коэффициент передачи}$$

при резонансе ($\delta = 0$). При $|T(\omega)|^2 = \frac{1}{2} \cdot |T(\omega_0)|^2$ имеем

$$\pm \frac{1}{2 \cdot \delta} = Q_n$$

т. е. добротность экспериментально может быть определена по величине относительной расстройки, соответствующей уровню мощности, равному половине мощности в точке резонанса (так называемому уровню половинной мощности). Таким образом, для определения величины Q_n по резонансной кривой, снятой "на проход", достаточно измерить f_0 и ширину полосы $2\Delta f = |f_1 - f_2|$, где f_1 и f_2 - частоты, соответствующие отстройке по резонансной кривой вправо и влево от максимума до половинной мощности.

5.7.5 Примерный расчет микрополоскового резонатора

Исходными данными для расчета микрополоскового резонатора являются: резонансная частота $f_{\text{рез}} = f_0$ - частота генератора; материал резонатора - диэлектрик, с его параметрами, диэлектрическая и магнитная проницаемость, толщина; толщина слоя металла на диэлектрике и волновое сопротивление передающего тракта Z_0 .

Требуется рассчитать геометрические размеры резонатора и ширину полоска W .

Простейший микрополосковый резонатор (МПР) представляет собой отрезок длиной ℓ однородной микрополосковой линии передачи (МПЛ), разо-

мкнутый или короткозамкнутый на торцах. На практике предпочтительнее использовать второй тип резонатора, когда можно исключить влияние концевой емкости, а возбуждение осуществлять через боковую грань. При этом используются продольные колебания МПР, когда электрическое напряжение U между полоской и экраном однородно в поперечном сечении резонатора. Напряжение U и интегральный по сечению полоски электрический ток I распределяется по длине МПР по синусоидальному закону. Амплитуды тока J_0 и напряжения U_0 связаны с волновым сопротивлением Z_0 микрополосковой линии соотношением

$$U_0 = Z_0 \cdot J_0.$$

Нижайшую частоту колебаний имеет первая продольная мода, $n=1$. Она имеет только одну пучность напряжения, расположенную в центре резонатора. Таким образом на резонансных частотах по длине резонатора укладывается целое число полуволн, то есть $\ell = n \cdot \lambda / 2$, где n - целое число или номер продольной моды, λ - длина волны в резонаторе, определяемая соотношением $\lambda = C / f_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_{\text{эф}}}$, где $\varepsilon_{\text{эф}}$ - эффективная диэлектрическая проницаемость, C - скорость света. Отсюда, зная f_0 , $\varepsilon_{\text{эф}}$, Z_0 можем определить длину резонатора ℓ , например, для основной моды $n=1$.

Следующий этап - расчет ширины резонатора. Ширина резонатора в первом приближении выбирается равной ширине полоски однородной линии передачи. Для определения W необходимо решить совместно два уравнения (формулы 2.20 и 2.21):

$$\begin{cases} \varepsilon_{\text{эф}} = \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon + 1) + \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon - 1) \cdot P, \\ Z_0 = \frac{120 \cdot \pi / \sqrt{\varepsilon_{\text{эф}}}}{\frac{W}{d} + 1.393 + 0.667 \cdot \ln\left(\frac{W}{d} + 1.444\right)}, \end{cases} \quad W \geq d$$

где $P = \left(1 + 12 \cdot \frac{d}{W}\right)^{-1/2}$, $W \geq d$. Здесь волновое сопротивление выражено в омах. Решение относительно (W/d) находится методом итераций. Итерационный процесс длится до тех пор, пока Z_0 не будет найдено с точностью ± 0.01 Ом.

Экспериментально установлено, что найденная ширина полоски однородной линии передачи должна быть увеличена для резонатора на $5 \div 6$ %, что обусловлено частотной дисперсией эффективной диэлектрической проницаемости.

Возбуждение резонатора осуществляется короткозамкнутой линией передачи СВЧ энергии от генератора. При этом, короткое замыкание линии передачи должно совпадать с центром резонатора, где имеет место максимум

магнитного поля (связь максимальна). Если резонатор включен на проход, то съем СВЧ энергии осуществляется аналогично.

5.7.6 Порядок выполнения работы

- Получить зачет по теоретической части (глава 2).
- Изучить принцип работы прибора типа Р2.
- Рассчитать МПР на заданную резонансную частоту.
- Изготовить резонатор.
- Исследовать резонатор, включенный либо на проход (четырёхполюсник), либо на отражение (двухполюсник).
- Определить $Q_n, Q_{св}, Q_0, \Delta f$.
- Оценить погрешность измерений.
- Оформить отчет.

5.7.7 Контрольные вопросы для самоподготовки

- Основные классы объемных резонаторов.
- Способы возбуждения и включения объемных резонаторов.
- Микрополосковый объемный резонатор.
- Методика расчета МПР.
- Экспериментальная установка для исследования свойств МПР.
- Оценка погрешности измерения.
- Область применения.

5.8 Измерение характеристик полосковых СВЧ фильтров

Цель работы. Изучить конструктивные особенности изготовления микрополосковых фильтров различного назначения и исследовать характеристики полосно-пропускающего двухзвенного фильтра на заданную полосу пропускания ($f_2 - f_1$).

5.8.1 Основные теоретические положения

В последнее время узлы СВЧ на невысокие уровни мощности успешно проектируют на полосковых линиях (см., § 2.6), которые позволяют получить высоконадежные, компактные, дешевые и обладающие хорошими электрическими характеристиками устройства.

Поскольку полосковые линии не имеют нижней частоты отсечки, то на их основе могут быть реализованы практически все типы фильтров, включая фильтры нижних частот. В технике СВЧ наибольшее распространение полу-

чили полосовые и режекторный фильтры с максимально плоской и Чебышевской частотными характеристиками.

Основной характеристикой фильтров частотной селекции являются амплитудночастотная характеристика (АЧХ) - зависимость вносимого фильтром затухания A от частоты f или от специально вводимой частотной переменной ν , имеющей смысл относительной расстройки $\nu = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \approx 2 \cdot \frac{f - f_0}{f_0}$.

Эта зависимость, называемая функцией рабочего затухания, связана с коэффициентом отражения Γ от входа фильтра соотношением

$$A = \frac{T_{\text{вх}}}{T_{\text{вых}}} = \frac{T_{\text{вх}}}{T_{\text{вх}} \cdot (1 - |\Gamma|^2)} = \frac{1}{1 - |\Gamma|^2} \geq 1.$$

Рабочее затухание принято выражать в децибеллах; $A = 10 \cdot \lg \left(\frac{T_{\text{вх}}}{T_{\text{вых}}} \right)$.

У фильтров с максимально плоской характеристикой (характеристикой Баттерворда) затухание возрастает монотонно в полосе пропускания по мере отклонения частоты от центральной f_0

$$A = 1 + h^2 \cdot \left(\frac{\nu}{\nu_n} \right)^{2 \cdot n},$$

где n - число звеньев фильтра; h^2 - неравномерность затухания; $f_n, f_{-n}, \nu_n, \nu_{-n}$ - граничные частоты полосы пропускания и соответствующие им относительные расстройки.

Максимальная пологость затухания в полосе пропускания определяется тем, что показатель степени $2n$ дает малый прирост A при относительной расстройке $\nu/\nu_n < 1$ (особенно наглядно это проявляется в случае многозвенных фильтров, для которых $2n \gg 1$), поэтому АЧХ близка к прямоугольной.

Элементами микрополосковых фильтров являются короткозамкнутые (разомкнутые) отрезки МПЛ, которые при длине $\ell < \lambda/4$ имеют индуктивный (емкостной) характер входной проводимости, а при $\ell > \lambda/4$ - емкостной (индуктивный). При $\ell = (2 \cdot n + 1) \cdot \lambda/4$ эти отрезки эквивалентны параллельным (последовательным) контурам.

Для сопоставления качества полосовых фильтров и оценки оптимальности их конструкций вводится комплексный критерий - габаритный индекс потерь, учитывающий и габариты и потери (дБ·см³)

$$G_{\phi} = \frac{V}{n} \cdot \frac{A_0}{n} \cdot \frac{\Delta f_n}{f_0},$$

где V/n - средний объем одного резонатора (звена) фильтра с учетом всех дополнительных элементов (разъемы, экраны, магниты и т. д.); A_0/n - средние потери, приходящиеся на один резонатор на центральной частоте полосы

пропускания фильтра; $\Delta f_n/f_0$ - относительная полоса пропускания фильтра в процентах. Произведение $(A_0/n) \cdot (\Delta f_n/f_0)$ есть постоянная величина для фильтров данного типа. Поэтому лучшему фильтру соответствует меньшее значение G_ϕ . Лучшие показатели достигаются на связанных микрополосковых линиях $3 \leq G_\phi \leq 3.6$. Величина G_ϕ линейно возрастает с ростом длины волны λ , поэтому, если взять отношение G_ϕ/λ , то получим значение показателя качества, единое для фильтра данного типа при всех длинах волн.

5.8.2 Полосно-пропускающий фильтр с четвертьволновыми связями

Фильтр на связанных линиях с четвертьволновыми связями представляет собой цепочку резонаторов, описанных в 2.4 и соединенных отрезками полосковых линий длиной $\lambda_0/4$.

Основным этапом расчета фильтра, независимо от конкретной конструкции резонатора, является определение нагруженной добротности Q_n резонаторов по заданным параметрам частотной характеристики рабочего затухания $(f_n, f_{-n}, f_3, f_{-3}, A_n, A_3)$, где индекс n - относится к полосе пропускания на уровне A_n , а индекс 3 - к полосе гарантированной задержки на уровне A_3 . В случае фильтра с максимально плоской характеристикой величину Q_n можно найти по формуле

$$Q_m = Q_\phi \cdot \sin \left(\frac{2 \cdot m - 1}{2 \cdot n} \cdot \pi \right),$$

где Q_m - требуемая добротность m -го звена;
 Q_ϕ - заданная добротность всего фильтра;
 n - число звеньев фильтра.

После этого, определяют геометрические размеры резонаторов и связывающих линий.

Пример. Задано: частотная характеристика ППФ - максимально плоская, связи четвертьволновые, полоса пропускания по уровню 0.5 дБ ($|\Gamma|_{\max} = 0.33$) составляет 8 %, полоса заграждения по уровню 40 дБ равна 25 %. Волновое сопротивление входной и выходной линии передачи 75 Ом. Найти геометрические размеры элементов фильтра.

1. Определим необходимое число звеньев по формуле

$$n = \frac{\lg \sqrt{\frac{A_3 - 1}{A_n - 1}}}{\lg \left(\frac{v_3}{v_n} \right)} = 4.79 \approx 5,$$

где A_3 и A_n - функции рабочего затухания;

$$v_3 = \frac{f_3}{f_0} - \frac{f_0}{f_3} \approx \frac{2 \cdot \Delta f_3}{f_0} ;$$

$$v_n = \frac{f_n}{f_0} - \frac{f_0}{f_n} \approx \frac{2 \cdot \Delta f_n}{f_0} \quad - \text{ относительные расстройки, соответствующие}$$

граничным частотам полос заграждения и пропускания.

2. Нагруженные добротности резонаторов определяем по формуле

$$Q_m = Q_\phi \cdot \sin \frac{2 \cdot m - 1}{2 \cdot n} \cdot \pi ,$$

где $Q_\phi = \frac{\sqrt[n]{h}}{v_n}$ - добротность фильтра по уровню рабочего затухания 3 дБ;

$$h = \frac{|\Gamma|_{\max}}{\sqrt{1 - |\Gamma|_{\max}^2}} , \quad \text{откуда}$$

$$Q_1 = Q_5 = 3.0 ; \quad Q_{21} = Q_4 = 7.8 ; \quad Q_3 = 9.66 .$$

3. Резонаторы, расположенные на краях цепочки, получают приращение добротности $\Delta_1 Q = \pi/8$, а резонаторы внутри цепочки увеличивают свою добротность на удвоенную величину $\Delta_2 Q = \pi/4$. Если передающая линия обладает дисперсией, то приращение добротности резонаторов за счет частотной чувствительности соединительных линий увеличивается еще в $(\lambda/\lambda_0)^2$ раз, то есть

$$\Delta_1 Q = \frac{\pi}{8} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 ; \quad \Delta_2 Q = \frac{\pi}{4} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 .$$

Тогда, без учета дисперсии имеем:

$$Q_1^0 = Q_5^0 = 2.6$$

$$Q_2^0 = Q_4^0 = 7.0$$

$$Q_3^0 = 8.87$$

4. По номограммам определяем сопротивление связи r всех резонаторов:

$$r_1 = r_5 = 0.515$$

$$r_2 = r_4 = 0.327$$

$$r_3 = 0.29 .$$

5. Переходное затухание звеньев находим по формуле

$$C_{(\text{дБ})} = 10 \cdot \lg \frac{1+r^2}{r^2} = 10 \cdot \lg \frac{1+r_i^2}{r_i^2} ,$$

$$C_1 = C_5 = 6.78 \text{ дБ}$$

$$C_2 = C_4 = 10.15 \text{ дБ}$$

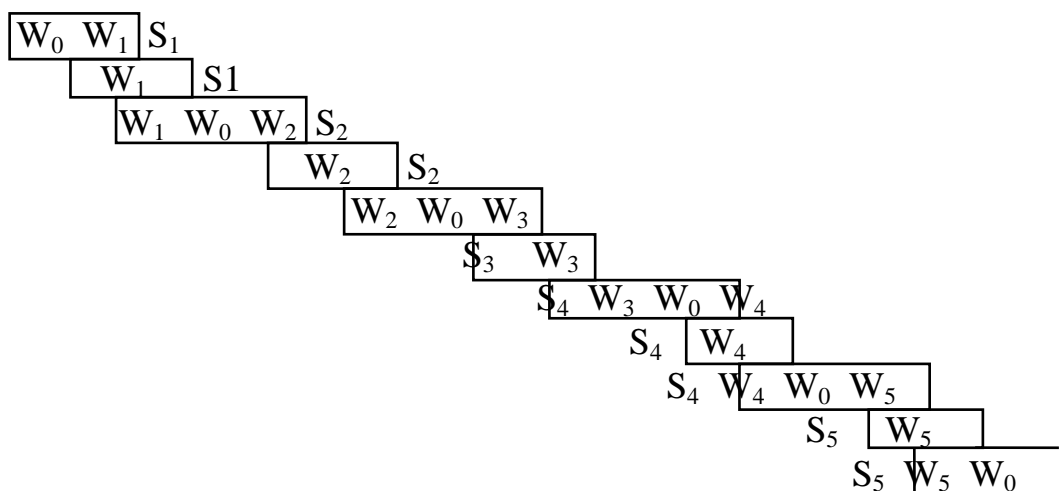
$$C_3 = 11.1 \text{ дБ}$$

6. По номограммам Конна определяем геометрические размеры связанных полосковых линий при заданном отношении $t/d = 0.2$ (d - толщина диэлектрика, t - толщина проводника - полоска) и $Z_0 = 75$ Ом.

$$\begin{aligned} \frac{W_1}{d} = \frac{W_5}{d} = 0.265 & & \frac{S_1}{d} = \frac{S_5}{d} = 0.11 \\ \frac{W_2}{d} = \frac{W_4}{d} = 0.355 & & \frac{S_2}{d} = \frac{S_4}{d} = 0.2, \\ \frac{W_3}{d} = 0.370 & & \frac{S_3}{d} = 0.215 \end{aligned}$$

S - зазор между боковыми стенками резонаторов.

7. Выполняем эскиз пятизвенного фильтра:



5.8.3 Порядок выполнения работы

- Получить зачет по теоретической части (глава 2).
- Изучить принцип работы прибора типа Р2.
- Рассчитать ППФ на заданный диапазон частот.
- Изготовить ППФ.
- Исследовать основные характеристики ППФ ($\Delta f_n, \Delta f_3, A_n, A_3, Q_\Phi$).
- Область применения ППФ.
- Оценка погрешностей измерений.

5.8.4 Контрольные вопросы для самоподготовки

- Основные виды фильтров.
- Конструктивные особенности построения фильтров.
- Микрополосковые фильтры на связанных линиях.

- Алгоритм расчета ППФ.

5.9 Измерение характеристик СВЧ диплексера

Цель работы. Изучить конструктивные особенности изготовления микроразделительных частотно-разделительных устройств (диплексеры) и исследовать характеристики простейшего, двухканального диплексера на заданные центральные частоты f_1 и f_2 .

5.9.1 Основные теоретические положения

Частотно-разделительные устройства (ЧРУ) или диплексеры должны удовлетворять следующим требованиям. Развязка между каналами должна быть не менее 90 дБ, что вытекает из условия помехоустойчивости РЭС при заданном разносе частот f_1 и f_2 .

Полоса пропускания фильтров диплексера не должна быть излишне широкой, например, чтобы обеспечить защиту приемника от внешних помех, в том числе и по зеркальному каналу, но и не слишком узкой, иначе возникнут искажения полезного сигнала. Вносимые потери диплексера на частоте приема желательно иметь минимальными, чтобы обусловленная ими составляющая шумовой температуры приемной системы не превышала заданной.

Диплексер должен иметь минимальные габаритные размеры и массу и обеспечивать передачу заданной мощности без пробоя, не вызывая затягивания частоты генератора при изменении окружающих условий.

АЧХ фильтров диплексера должна быть симметричной, с одинаковой крутизной скатов. Необходимо сохранение формы АЧХ и при перестройке с одной рабочей волны на другую в пределах поддиапазона.

Простейшей конструкцией диплексера является тройник, состоящий из двух полосовых или режекторных фильтров, нагруженных на общую нагрузку Z_n отрезками однородной линии передачи энергии длиной l_1 и l_2 соответственно. При этом, фильтры должны быть согласованы с нагрузкой на своих рабочих частотах f_1 и f_2 . Поэтому отрезки линии l_1 и l_2 играют роль трансформаторов сопротивлений. Простейший трансформатор, должен удовлетворять условию $l = n \cdot \lambda / 2$, где n - целое число. Таким образом, должны выполняться условия: $l_1 = n_1 \cdot \lambda_1 / 2$ и $l_2 = n_2 \cdot \lambda_2 / 2$, где λ_1 и λ_2 - длины волн в линии на частотах f_1 и f_2 , соответственно, n_1 и n_2 - по-прежнему целые числа, в общем случае, разные.

5.9.2 Порядок выполнения работы

- Получить зачет по теоретической части (глава 2, работа 5.8).
- Рассчитать ППФ1 и ППФ2 на заданные центральные частоты f_1 и f_2 .

- Изготовить ППФ1 и ППФ2.
- Изготовить диплексер по схеме тройника (рассчитать ℓ_1 и ℓ_2).
- Экспериментально определить развязку между плечами диплексера.
- Оценить погрешность измерений.

5.9.3 Контрольные вопросы для самоподготовки

- Назначение и область применения диплексеров.
- Конструктивные особенности построения диплексера.
- Микроволновые фильтры на связанных микрополосковых резонаторах.
- Алгоритм расчета ППФ.

5.10 Измерение диаграммы направленности ДН и коэффициента усиления КУ пирамидального рупора

5.10.1 Цель работы

- 1) Изучение основ техники измерения диаграмм направленности и коэффициента усиления антенн.
- 2) Исследование направленных свойств рупорной антенны.

5.10.2 Введение

Волноводно-рупорные антенны являются широкополосными устройствами, обеспечивающими полуторное перекрытие по диапазону, с низким уровнем бокового излучения. Они распространены в сантиметровом диапазоне волн. Рупорные антенны представляют собой волновод с плавно увеличивающимися размерами поперечного сечения. Конструкция рупоров достаточно проста, они используются как в качестве самостоятельных антенн, в частности при проведении измерений ДН и КУ, так и в качестве облучателей более сложных антенн, например рупорно-параболических, рупорно-линзовых и др..

Существующие типы рупоров можно разделить на пирамидальные, секториальные, конические и их разновидности. У секториальных рупоров расширяется одна пара стенок, в зависимости от того, в какой плоскости происходит расширение, различают Е-секториальные и Н-секториальные рупора. Распределение амплитуд поля в раскрытие рупора такое же, как и у питающего волновода – при возбуждении волной типа Н₁₀ направления векторов поля имеют следующую ориентацию.

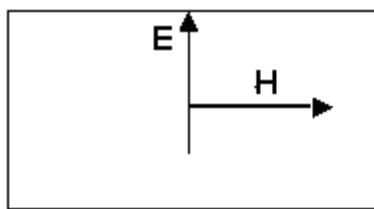


Рисунок 1.1

В плоскости E раскрыва рупора распределение поля равномерное, а в плоскости H - косинусоидальное. Размеры пирамидального рупора выбирают по требуемой ширине ДН в соответствующей плоскости.

При синфазном возбуждении ширина ДН связана с размерами раскрыва a_p и b_p следующим образом:

в плоскости вектора H

$$2\varphi_{0,5} = 67.6 \frac{\lambda}{a_p}, \text{ град} \quad (1.1)$$

в плоскости вектора E

$$2\theta_{0,5} = 51 \frac{\lambda}{b_p}, \text{ град} \quad (1.2)$$

Однако, поле в раскрыве рупора в принципе несинфазно. Это можно объяснить тем, что центральный и периферийные лучи проходят разные пути от горловины до раскрыва рупора. За счет этого фазы поля на краях рупора будут иными, чем в центре, и возникают фазовые ошибки.

Чем больше угол раскрыва рупора, тем больше разность хода между центральным лучом и периферийным лучом, приходящим к краю раскрыва, и тем больше фазовые искажения на его краях $\psi = k\Delta r$. на его краях. Фазовые искажения в раскрыве рупора подчинены приблизительно квадратичному закону. В секториальных рупорах получается цилиндрический фронт волны, в пирамидальных - сферический фронт. Нарушение синфазности излучающей поверхности приводит к искажениям ДН рупора. Вследствие этого происходит расширение главного лепестка ДН, увеличивается интенсивность боковых лепестков, исчезают нулевые провалы между лепестками. В плоскости E (при равномерном амплитудном распределении) ДН искажается больше, чем в плоскости H (при косинусоидальном распределении).

Рупоры, размеры которых соответствуют максимальному значению КНД, называются оптимальными. И для оптимального рупора фазовые ошибки в плоскости E не превышают 90° , а в плоскости H 135° .

Коэффициент направленного действия оптимального рупора можно вычислить по формуле:

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \nu \quad (1.3)$$

где S - площадь раскрыва; λ - длина волны; ν - коэффициент использования поверхности.

Для оптимального рупора $v = 0.61$.

В случае, когда размеры рупора отличны от оптимального, коэффициент направленного действия пирамидального рупора вычисляется по следующей формуле:

$$D = \frac{\pi \lambda^2}{32 a_p b_p} D_E D_H \quad (1.4)$$

где D_E -КНД E – секториального рупора, D_H -КНД H -секториального рупора.

Коэффициент усиления рупора, как и любой антенны, связан с коэффициентом направленного действия соотношением

$$G = D \cdot \eta, \quad (1.5)$$

η - коэффициент полезного действия антенны.

Для рупоров КПД практически равен 1.

Существенным недостатком рупорных антенн является сравнительно большая длина рупоров, которая пропорциональна квадрату размеров раскрытия. Это накладывает ограничения на использование рупоров в качестве остронаправленных антенн, поэтому рупорные антенны применяются в случаях, когда не требуется очень направленная ДН. Частотный диапазон рупорной антенны ограничен только питающим волноводом.

5.10.3 Методика измерений

Соберите схему измерения ДН. Схема измерения (рисунок 1.2) включает в себя генератор (Γ), передающую антенну (A_1), испытываемую антенну (A_2), амперметр (A).

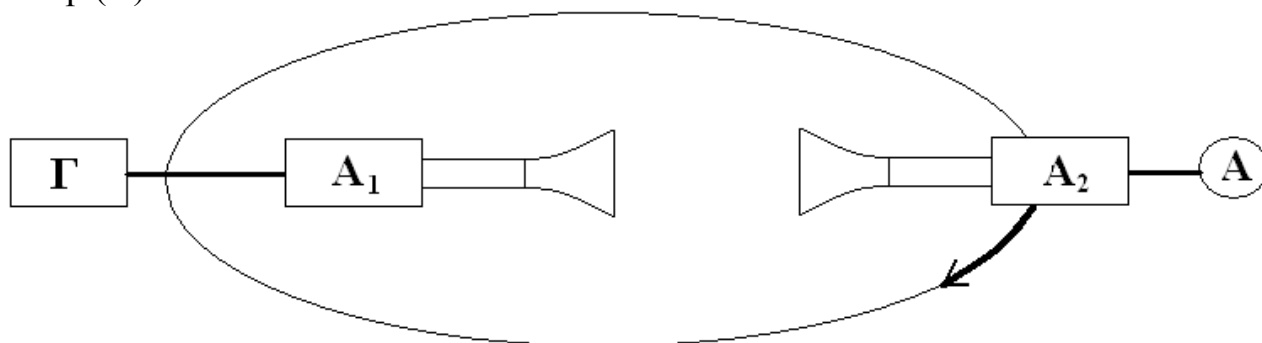


Рисунок 1.2

Установите в качестве излучающей антенны рупорную антенну; испытываемую рупорную антенну установите на опорно-поворотное устройство (ОПУ), позволяющее снимать ДН антенны в горизонтальной плоскости в секторе углов от 0 до 360 градусов. Расстояние между антеннами должно соответствовать дальней зоне излучения. Ориентация вектора E вертикальная. Начальная установка антенны на ОПУ для удобства отсчета углов и ориентация осей антенн в пространстве представлена на рисунке 1.3.

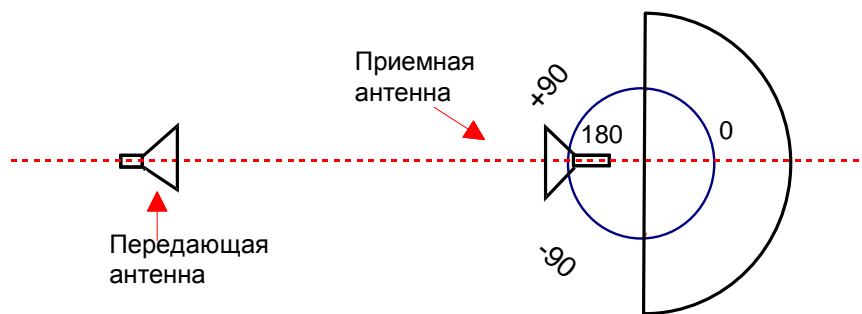


Рисунок 1.3

Установите частоту генератора, указанную преподавателем (4,5-5 ГГц), сигнал непрерывный. Вращая ОПУ вокруг осей, определите с помощью амперметра направление максимального сигнала. Вращать ОПУ вокруг горизонтальной оси в секторе углов $\pm 90^\circ$ через 5-15 градусов, относительно сигнала, соответствующего главному максимуму, по линейной шкале для каждого отчета углов в децибелах.

Разверните рупор на 90° , повторите измерения в плоскости E.

Пронормируйте измеренные значения относительно максимального.

Постройте зависимости полученных значений от углов для обеих плоскостей и из графика определите ширину по уровню -3 дБ, сравните с расчетным значением.

Измерение коэффициента усиления проводится методом сравнения с эталонной антенной. Метод сравнения заключается в сравнении коэффициента усиления исследуемой антенны с коэффициентом усиления эталонной антенны, в качестве которой обычно используется оптимальный пирамидальный рупор. В методе сравнения при ориентации измеряемой антенны главным максимумом на облучающую антенну измеряют мощность сигнала (P_u) на выходе антенно-фидерного тракта. Затем, не меняя уровня излучаемой мощности, чувствительности приемника, на место измеряемой антенны устанавливают эталонную (образцовую) антенну с аттестованным $G_{эт}$, эталонную антенну ориентируют главным максимумом на облучающую антенну, измеряют мощности амплитуды ($P_{эт}$) сигнала. Значение КУ испытываемой антенны определяется из соотношения $G_u = G_{эт} + (P_u - P_{эт}), \text{ дБ}$.

5.10.4 Порядок работы

1. По формулам (1.1) и (1.2) рассчитать ширину ДН рупора в плоскостях E и H, исходя из размеров рупора.

2. Измерить и построить диаграммы направленности в двух ортогональных плоскостях (Е-и Н-плоскости), определить ширину ДН по уровню $0,5 P_{\max}$ (-3 дБ по мощности) по данным эксперимента.

3. Измерить значение КУ.

5.10.5 Содержание отчета

Титульный лист, цель работы, краткое описание принципа действия рупорных антенн, схема измерения, таблицы измеренных значений, графики ДН в декартовой системе координат, выводы.

5.10.6 Контрольные вопросы

1. Область применения рупорных антенн, типы рупорных антенн.
2. Каково распределение амплитуд электромагнитного поля в раскрыв рупорной антенны, как оно связано с распределением в питающем волноводе?
3. Из-за чего возникают фазовые искажения в раскрыве рупора?
4. Как определяется ширина ДН по уровню половинной мощности в Е- и Н-плоскостях?
5. Что такое оптимальный рупор?
6. Что такое коэффициент усиления, КНД?
7. Чему равен коэффициент полезного действия рупора?
8. Как влияют фазовые искажения в раскрыве рупора на ДН?
9. Фазовые искажения для оптимального рупора?
10. Сущность измерения КУ методом сравнения с эталонной антенной.

5.11. 1 Исследование поляризационной характеристики антенны

по дисциплине “Антенны и устройства СВЧ”

5.11.1 Цель работы

Целью данной лабораторной работы является экспериментальное исследование поляризационной характеристики рупорной антенны.

5.11.2 Введение

Поляризационная характеристика (ПХ) – это кривая, описываемая концом вектора напряженности электрического поля за период высокой частоты в данной точке пространства.

В общем случае ПХ представляет собой эллипс. При распространении в воздухе поле на больших расстояниях от антенны чисто поперечное, и поляризационный эллипс (ПЭ) лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения (вектору Пойнтинга) (рис. 2.1).

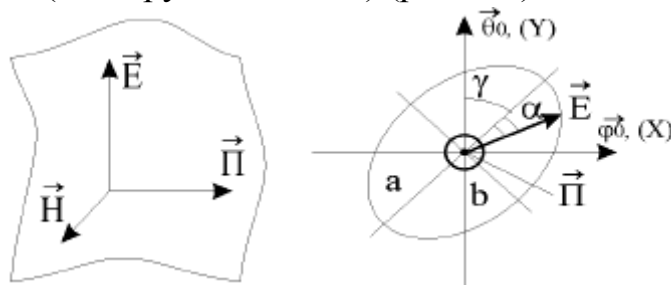


Рис. 2.1

ПЭ определяется следующими параметрами:

- коэффициентом равномерности (эллиптичности), равным отношению малой полуоси эллипса к большой: $r = b/a$

- углом γ , который большая полуось эллипса образует с направлением орта θ сферической системы координат (или с осью OY декартовой системы координат); этот угол называют углом ориентации (или углом поляризации);

- углом α , который образует вектор E поля с большой полуосью эллипса в момент начала отсчета времени; этот угол называют начальной фазой поляризации;

- направлением вращения вектора E поля – правым или левым;

если в уходящей волне вектор E вращается по часовой стрелке, то направление вращения будет правым, а если против часовой стрелки левым.

Эллиптически поляризованное поле представляют в виде комплексного вектора:

$$\vec{E} = \vec{\varphi}^0 E_\varphi + \vec{\theta}^0 E_\theta \quad \text{или} \quad \vec{E} = \vec{i}^0 E_x + \vec{j}^0 E_y$$

где E_φ и E_θ – комплексные амплитуды ортогональных линейно-поляризованных компонент электрического вектора в сферической системе координат; E_x и E_y – аналогичные величины в декартовой системе координат.

Поляризация поля полностью определяется поляризационным отношением:

$$\dot{p} = \frac{E_\varphi}{E_\theta} = \left| \frac{E_\varphi}{E_\theta} \right| \exp i \cdot (\psi_\varphi - \psi_\theta) \quad \text{или} \quad \dot{p} = \frac{E_x}{E_y} = \left| \frac{E_x}{E_y} \right| \exp i \cdot (\psi_x - \psi_y)$$

где E_φ , E_θ и ψ_φ , ψ_θ – амплитуды и начальные фазы линейно-поляризованных компонент в сферической системе координат; E_x , E_y и ψ_x , ψ_y – аналогичные величины в декартовой системе координат.

Анализ выражения (1.10) позволяет установить следующее:

1. При $\Delta\psi = \psi_x - \psi_y = n\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$ волна будет линейно-поляризованной с результирующим вектором E , наклоненным к оси OY , с углом наклона, зависящим от отношения $|E_x/E_y|$. При $|E_x| > |E_y|$ вектор E будет ближе к оси OX , а при $|E_x| < |E_y|$ - ближе к оси OY .

2. При $\Delta\psi = (2n+1)\pi/2$, $|E_x| \neq |E_y|$ волна будет эллиптически поляризованной с ориентацией осей эллипса по OX и OY . При $|E_x| > |E_y|$ большая ось эллипса будет ориентирована по оси OX , а при $|E_x| < |E_y|$ - по оси OY .

3. При $\Delta\psi = \pi/2$, $|E_x| = |E_y|$ волна будет круглополяризованной.

4. При $\Delta\psi = \pi \cdot n$, $\Delta\psi \neq (2n+1)\pi/2$ волна будет эллиптически поляризованной с коэффициентом равномерности γ и углом ориентации γ , зависящими как от соотношения амплитуд $|E_x|$ и $|E_y|$, так и от соотношения начальных фаз ψ_x и ψ_y .

Во многих практических применениях используются антенны, создающие волны с круговой поляризацией. Круглополяризованные волны получаются в результате сложения двух волн при следующих условиях:

- волны имеют равную частоту;
- плоскости поляризации составляющих волн взаимно перпендикулярны;
- интенсивность составляющих волн одинакова;
- между составляющими имеется постоянный сдвиг по фазе, равный $\pi/2$.

На рис. 2.2 показан процесс получения волн с круговой поляризацией как результат сложения двух волн, удовлетворяющих вышеперечисленным условиям.

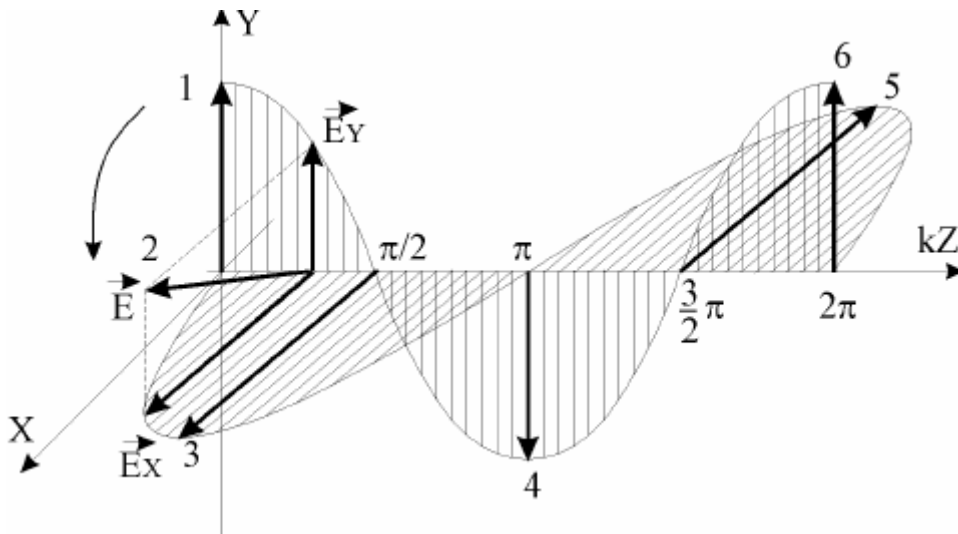


Рис. 2.2

5.11.3 Методика измерений

Соберите схему измерения ДН. Схема измерения (рисунок 2.3) включает в себя генератор (1), передающую антенну (2), испытываемую антенну (3), амперметр (4).

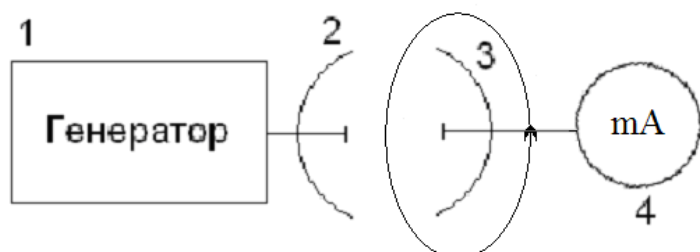


Рис. 2.3

Установите в качестве приемной антенны рупорную антенну на опорно-поворотное устройство, обеспечивающее вращение вокруг вертикальной оси и вокруг продольной оси антенны; испытываемую антенну установите на опорно-поворотное устройство (ОПУ), обеспечивающее вращение антенны в горизонтальной плоскости в секторе углов от 0 до 360 градусов. Расстояние между антеннами должно соответствовать дальней зоне излучения. Начальная установка антенны на ОПУ для удобства отсчета углов и ориентация осей антенн в пространстве представлена на рисунке 2.4.

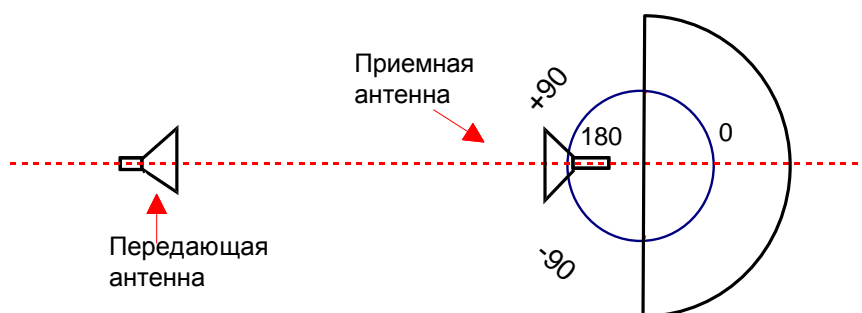


Рис. 2.4

Установите частоту генератора, указанную преподавателем, сигнал непрерывный. Вращая рупор вокруг продольной оси, определяем отношения компонент электрического поля для направления главного.

Вращая ОПУ вокруг осей, определите направление максимального сигнала. Вращая испытываемую антенну вокруг оси в секторе углов $\pm 90^\circ$ через 10 градусов, определять уровни сигнала для каждого отчета углов.

5.11.4 Порядок работы

1. Производится подбор расстояния и угла между антеннами для достижения в точке приёма максимального значения амплитуды поля (в нашем случае об уровне поля мы можем судить по току, отображаемому стрелочным прибором).

2. Производится вращение приёмной антенны и записываются значения тока, соответствующие некоторым углам поворота приёмной антенны.

5.11.5 Содержание отчета

Титульный лист, цель работы, схема измерения, таблицы измеренных значений, выводы.

5.11.6 Контрольные вопросы

1. Области применения эллиптически поляризованных антенн их достоинства.
2. Разновидности поляризации.
3. Основные параметры, характеризующие поляризованное поле?
4. Преимущества поляризованных антенн.
5. Недостатки поляризованных антенн.
6. При каком условии эллиптическая поляризация превращается в круговую?
7. Что такое поляризационная диаграмма?
8. Как измеряется поляризационная диаграмма?
9. Поле какой поляризации принимает рупорная антенна?
10. Какую траекторию описывает магнитная составляющая эллиптически поляризованного поля?

Приложение

Инструкция по охране труда

II 1. Воздействие электромагнитных полей на живой организм

Ткани живого организма состоят из клеток с жидким содержимым и межклеточной жидкости. Внутриклеточная и межклеточная среды обладают удельным электрическим сопротивлением в (1-3) Ом·м и относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 80$. Оболочки (мембраны) клеток имеют удельное поверхностное сопротивление до $10 \text{ Ом}\cdot\text{м}^2$, их удельная поверхностная емкость $(0.1-3)\cdot 10^{-10} \text{ Ф}/\text{м}^2$. Если такую ткань поместить в постоянное электрическое поле, то она в той или иной степени поляризуется: заряженные частицы - ионы (катионы), всегда имеющиеся в жидких средах тканей, вследствие электролитической диссоциации молекул - переместятся вдоль силовых линий поля в стороны полюсов, противоположные их зарядам дипольные молекулы примут ориентацию в том же направлении. Однако ионные токи будут протекать только по межклеточной жидкости, так как при постоянном напряжении мембраны клеток, являясь хорошим изолятором, надежно изолируют внутриклеточное содержимое. Однако при высоком постоянном напряжении возможен электрофорез - перемещение таких крупных заряженных частиц, как клетки и макромолекулы.

В переменных электромагнитных полях электрические свойства живых тканей оказываются зависящими от частоты, причем с возрастанием частоты они все больше теряют свойства диэлектриков и приобретают свойства проводников (например, мышцы при частоте 1 ГГц имеют $\text{tg}\delta = 5$). Изменение свойств с частотой происходит неравномерно. Это особенно заметно для проводимости. До частот порядка 10^4 Гц имеет место плавное уменьшение ϵ и увеличение σ , в диапазоне от 10^4 до 10^5 Гц наклон кривых изменяется и при частотах 10^9-10^{10} Гц обнаруживается резкий скачок σ , кроме того, наблюдаются резонансные явления. На этих частотах возбужденные молекулы приходят в колебательное движение.

Поглощаемая тканями энергия электромагнитного поля превращается в тепловую энергию. На частоте примерно до 10 МГц размеры тела человека малы по сравнению с длиной волны, диэлектрические процессы в тканях выражены еще слабо. Поэтому можно считать тело человека однородным проводящим эллипсоидом. Если большая (продольная) ось тела параллельна силовым линиям электрической составляющей поля, в теле индуцируются наибольшие токи.

При более высоких частотах, особенно в диапазонах УВЧ и СВЧ, с длиной волны сравнимы и отдельные фрагменты тела, и толщины слоев тканей. В тканях становятся существенными и даже преобладающими диэлектрические потери, заметными оказываются и различия в свойствах тканей - тело уже нельзя считать однородным. Более того, подкожный жировой слой может играть роль четвертьволнового трансформатора, согласующего волновые сопротивления воздуха и мышечной ткани, граничащей с жировым слоем. При этом доля проходящей в тело человека энергии значительно возрастает. Например, при облучении на частоте 3 ГГц подкожный слой жира толщиной около 9 мм может быть таким трансформатором. Этим можно объяснить, что волны длиной (10÷30) см полностью поглощаются телом человека. При длинах волн (30÷100) см энергия поглощается в количестве 30- 40 %, но в основном во внутренних органах, и это определяет его наибольшую вредность как термогенного (разогрев тела) фактора. Излучение с длинами волн меньше 10 см в основном поглощается в слое кожи.

Пороговые интенсивности излучения, вызывающие тепловой эффект, уменьшаются с повышением частоты, так как коэффициент поглощения пропорционален частоте, а также удельной проводимости и диэлектрической проницаемости среды, которые у живых тканей в свою очередь являются функциями частоты.

Некоторые органы и ткани тела человека, обладающие (за счет сравнительно небольшого числа находящихся в них кровеносных сосудов или вследствие менее интенсивного кровообращения) слабо выраженным механизмом терморегуляции, более чувствительны к облучению, чем другие ткани и органы. Сюда относятся: мозг, глаза, почки, желудок, желчный и мочевой пузыри, семенники. Для них тепловой порог составляет всего 5 мВт/см².

Однако исследования показали, что влияние электромагнитных полей высоких и особенно СВЧ частот на живой организм обнаруживается и при интенсивностях ниже тепловых порогов, то есть, имеет место нетепловое их воздействие. Это является результатом некоторых микропроцессов, протекающих в организме под действием полей.

Первый такой процесс состоит в том, что суспензированные частицы тканей, например, эритроциты и лейкоциты крови, выстраиваются в цепочки, вытянутые параллельно электрическим силовым линиям, вследствие чего структура и функции тканей изменяются.

Второй процесс определяется как поляризация боковых цепей макромолекул тканей и ориентация их вдоль поля, что может приводить к разрыву внутри- и межмолекулярных связей, к коагуляции молекул и изменению их свойств.

Третий процесс, обусловленный действием силы Лоренца, состоит в том, что положительные и отрицательные ионы в тканях- электролитах переме-

щаются перпендикулярно магнитным силовым линиям, в результате этого нарушаются химический состав и электрическое равновесие тканей.

Четвертый процесс - ранее рассмотренное резонансное поглощение энергии поля.

Отрицательное воздействие электромагнитных полей вызывает различные изменения в организме, которые могут быть обратимыми, а при больших интенсивностях облучения или при систематическом облучении с малыми, но выше предельно допустимых интенсивностями - необратимыми. Эти изменения могут быть морфологическими, то есть касающимися строения и внешнего вида тканей и органов тела человека: от ожогов, омертвлений, кровоизлияний, изменений структуры клеток и до умеренных или слабых, обратимых сосудистых изменений, расстройства питания тканей, органов или организма в целом.

Морфологические изменения чаще наблюдаются в тканях периферической и центральной нервной системе. При этом они нарушают ее регулярные функции, вызывая нарушение нервных связей в организме или даже изменения структуры самих нервных клеток. Такой характер морфологических изменений в нервной системе отмечается при воздействии полей самых различных частот, вплоть до постоянного магнитного поля, однако выраженность этих изменений различна: при миллиметровых волнах они локальны, имеют вид очагов, при сантиметровых концентрируются вокруг сосудов мозга, дециметровые и более длинные волны вызывают также нарушение питания тканей, органов или организма в целом. По суммарному влиянию на нервную систему наибольшим воздействием обладают дециметровые волны.

Необходимо особо отметить морфологические изменения, которые могут возникнуть в глазах и приводить в тяжелых случаях к катаракте (помутнению хрусталика). Эти изменения обнаружены при воздействии излучений с различными длинами волн - от 3 см до 20 м. Изменения возникали как при кратковременном облучении с высокой, термогенной интенсивностью (более 100 мВт/см^2) так и при длительном, до нескольких лет, облучении с интенсивностью несколько мВт/см^2 , то есть много ниже теплового порога. Импульсное излучение оказывается более опасным для глаз, чем непрерывное.

Морфологические изменения в крови выражаются в изменениях ее состава и также свидетельствуют о наибольшем воздействии сантиметровых и дециметровых волн.

Другим видом изменений, вызываемых воздействием электромагнитных полей, являются изменения регуляторной функции нервной системы, что выражается в нарушении:

- а) ранее выработанных условных рефлексов;
- б) характера и интенсивности физиологических и биохимических процессов в организме;
- в) функций различных отделов нервной системы;

П 2. Принципы защиты от электромагнитного излучения

Из физических принципов формирования и распространения электромагнитных волн непосредственно следует, что уменьшение напряженностей полей (ближняя зона) и плотности потока мощности излучения (дальняя зона) может быть достигнуто:

- 1) увеличением расстояния между излучающим устройством и защищаемым объектом;
- 2) уменьшением мощности излучения.

"Защита расстоянием" является наиболее простым и эффективным методом защиты. Он вполне применим для персонала, которому при выполнении работы нет необходимости находиться вблизи источников излучения, а также в случаях возможности дистанционного управления излучающей установкой. В других случаях необходимо идти по пути уменьшения мощности излучения до предельного минимума, необходимого для проведения работ. Одним из таких путей является замена мощного основного генератора установки менее мощным вспомогательным, измерительным классом, если позволяет технология работ. В целом ряде случаев таким путем добиваются ослабления излучения при настройках, регулировках и испытаниях радиоэлектронной аппаратуры в процессе ее изготовления или установки на изделия - носители.

Другим путем косвенного уменьшения мощности излучения может быть применение специальных устройств, которые полностью поглощают, отражают или в необходимой степени ослабляют передаваемую энергию на ее пути от генератора к излучающему устройству, внутри последнего или, наконец, в пространстве, где находятся люди.

Благодаря весьма высоким коэффициентам поглощения и почти полному отсутствию волнового сопротивления металлы обладают высокой отражающей способностью и поэтому широко применяются для экранирования излучающих устройств.

В ряде случаев для экранирования излучения применяются металлические сетки (часто в целях экономии металла), которые позволяют производить наблюдение и осмотр экранированных устройств или вентиляцию пространства внутри замкнутых экранов.

Наличие отраженных волн внутри помещения в ряде случаев нежелательно и увеличивает вероятность облучения обслуживающего персонала. В этом случае отражающие предметы покрываются материалами, обладающие незначительной отражающей и большой поглощающей способностями.

Радиопоглощающие материалы изготавливаются в виде эластичных и жестких пенопластов, тонких листов, рыхлой сыпучей массы или заливочных компаундов. Большинство из них невоспламеняющиеся и огнестойкие. Обычно эти материалы отражают примерно 1 % падающей на них энергии, в некоторых случаях отражение может быть снижено до 0.01 - 0.001 %. Мак-

симальная плотность поглощаемой мощности зависит от свойств материала - основы. Для радиопоглощающих материалов на основе каучука, поролона она составляет $0.155 \div 0.465 \text{ Вт/см}^2$, при полиуретановой основе она достигает 1.3 Вт/см^2 , а у пенокерамических материалов - 7.75 Вт/см^2 . Воздушное охлаждение задней поверхности материала может существенно увеличить плотность поглощаемой им энергии.

П 3. Защита от излучений радиотехнического оборудования и приборов

Работы по настройке, регулировке и испытаниям радиотехнических установок должны производиться в отдельных специально выделенных помещениях. Что же касается специальных помещений для настройки, отработки и испытаний СВЧ аппаратуры, то они должны отвечать целому ряду специфических требований.

Прежде всего, такие помещения должны быть изолированы от других помещений данного здания и иметь непосредственные выходы в коридор или наружу. Как правило, допуск лиц не связанных с обслуживанием аппаратуры в эти помещения не разрешается. Изнутри такие помещения должны быть экранированы, либо изолированы от смежных помещений радиопоглощающими материалами.

Весь комплекс мероприятий по защите от опасного облучения радиоволнами при выполнении работ по настройке, отработке, испытаниям и эксплуатации радиоизлучающей аппаратуры состоит из организационных (создание для этих работ наиболее благоприятных условий) и технических мер (применение средств общей и индивидуальной защиты).

Прежде всего, необходимо, чтобы технические меры защиты работающих были включены как составная часть в технологию выполнения работ и соответственно оформлены, то есть технологические карты должны содержать указания по применению в нужных случаях средств защиты и изменению технологического процесса в связи с этим.

Работа в условиях облучения, превышающего допустимые нормы, запрещается. Поэтому режим работы излучающих установок, направление излучения электромагнитных волн и меры защиты от облучения нужно выбирать такие, чтобы на любом рабочем месте в лаборатории максимальная интенсивность облучения не превышала предельно допустимые уровни.

Работы с излучающими установками должны производиться, насколько возможно, без излучения энергии в пространство (при выключенном генераторе) или при значительном ее ослаблении, с применением поглощающих нагрузок (эквивалент антенны).

Для понижения уровня мощности до необходимого значения применяются аттенюаторы. Аттенюаторы могут быть переменными или фиксирован-

ными. Выпускаемые промышленностью аттенюаторы диапазонов УВЧ и СВЧ позволяют ослабить в пределах от 0 до 120 дБ излучение с мощностью до 100 Вт. Эффективность действия эквивалентов антенн и аттенюаторов, при правильном их использовании, позволяет в большинстве случаев ослабить поток мощности на рабочих местах до 10 мкВт/см^2 .

Если же технологический процесс не позволяет полностью избежать излучения в пространство или ослабить до безопасных уровней то для каждой излучающей установки, должна быть выделена зона излучения, вход в которую людей запрещен. На границах зон с плотностью потока мощности, превышающей предельно допустимую, нужно устанавливать ограждения или предупреждающие знаки с надписями "Не входить, опасно !".

II 4. Некоторые правила безопасности

Во время настройки, отработки и испытаний радиоизлучающих устройств нужно выполнять следующие правила:

1. Обязательно пользоваться соответствующими средствами защиты от облучения радиоволнами.
2. Направлять излучаемый антенной поток энергии только в пределы выделенной зоны (сектора) излучения.
3. Смотреть в открытый конец волновода или антенну по направлению ее оси при работе в режиме излучения только в крайних случаях и только при защищенных глазах - облучение глаз с интенсивностью выше 100 мкВт/см^2 опасно.
4. Определять наличие генерируемой мощность индикаторами поля (например, неоновой лампой).
5. Нельзя находиться в зоне (секторе) излучения.
6. Нельзя нарушать экранировку источников излучения и снимать защитные устройства.
7. Не допускать посторонних лиц в помещения, где ведутся указанные работы.
8. Не оставлять без надзора включенную установку.
9. Работа студентов (учащихся) в таких помещениях без преподавателя запрещена !

II 5. Средства индивидуальной защиты

При настройке антенно-фидерных устройств лицами, непосредственно выполняющим эти работы, следует пользоваться средствами индивидуальной защиты.

Применяемые на практике средства индивидуальной защиты от радиоволновых излучений в принципе представляют собой экраны, изготовленные из металлизированных материалов.

К средствам индивидуальной защиты относятся радиозащитные очки ОРЗ-5, радиозащитный капюшон, радиозащитный халат, радиозащитный комбинезон. Капюшон, халат и комбинезон изготавливают из металлизированной ткани с расстоянием между металлическими нитями не более 0.5 мм и способны ослаблять излучение с длинами волн больше 3.2 см на 20 дБ и более.

Средний вес индивидуальных средств защиты: металлизированных очков - 0.3 кг, капюшона - 0.52 кг, халата - 1.5 кг, комбинезона - 1.7 кг.

Каждое экранирующее защитное устройство, как общего, так и индивидуального пользования должно иметь технический паспорт с указанием допустимой мощности, диапазона частот или длин волн, на которые оно рассчитано, и места его применения.

Все постоянно используемые защитные устройства должны раз в два месяца проверяться на эффективность защиты от облучения в рабочих условиях при максимальных мощностях излучения. Результаты проверки заносятся в технический паспорт изделия.

Заключение

Учебный материал, изложенный в приложении: "Инструкция по охране труда", должен рассматриваться как обязательный, поскольку при проведении лабораторных занятий имеется два опасных фактора, высокое напряжение (свыше 1000 В) и ионизирующее излучение (СВЧ излучение). На это занятие должно быть отведено два часа аудиторных занятий с обязательным показом (демонстрацией) безопасных приемов работы.

СПИСОК рекомендуемой ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баскаков С. И. Электродинамика и распространение радиоволн. М., Высшая школа, 1992.
2. Фальковский О. И. Техническая электродинамика. М., Связь, 1978.
3. Чернушенко А. М. и др. Конструкции СВЧ устройств и экранов. М., Радио и Связь, 1983.
4. Завьялов А. С., Дунаевский Т. Е. Измерение параметров материалов на СВЧ. Томск, Изд - во Томского университета, 1985.
5. Беляев Б. А. и др. Исследование микрополосковых резонаторов и устройств СВЧ на их основе, ч1, 2, 3. изд - во СОАН РФ, институт физики, Красноярск, 1987.

6. Крылов А. В., Юченков Т. В. Защита от электромагнитных излучений. М., Сов. радио, 1972.
7. Шостак А.С. Основы электродинамики и распространение радиоволн. Электромагнитные поля и волны. – Томск: ТУСУР, 2005.
8. Шостак А.С. Основы электродинамики и распространение радиоволн. Распространение радиоволн. – Томск: ТУСУР, 2005.
9. Грудинская Г.П. Распространение радиоволн. – М.: Высшая школа, 1967.
10. Ерохин Г.А. Антенно - фидерные устройства и распространение радиоволн. – М.: Горячая линия - Телеком, 2004.