МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ) (СГАУ)

А.А. Рахаев

УСТРОЙСТВА СВЧ И АНТЕННЫ

Электронное учебное пособие

САМАРА

2012

УДК:621.382
Р 270

Автор: **Рахаев Александр Алексеевич**

Рахаев, А. А. Устройства СВЧ и антенны [Электронный ресурс]: электрон. учеб. пособие / А. А. Рахаев; Минобрнауки России, Самар. гос. аэрокосм. ун-т им. С. П. Королева (нац. исслед. ун-т). - Электрон. текстовые и граф. дан. (109 Мбайт). - Самара, 2012. - 1 эл. опт. диск (CD-ROM).

Рассмотрены линии передачи СВЧ-диапазона и их характеристики. Приведены характеристики эквивалентной линии передачи при различных сопротивлениях нагрузки. Рассмотрены различные методы согласования нагрузки с линией передачи. Приведены конструкции и описан принцип действия различных устройств СВЧ-диапазона. Рассмотрены методы расчета полей излучения и диаграмм направленностей антенн и фазированных антенных решеток. Описаны конструкции и характеристики вибраторных, спиральных, рупорных и зеркальных антенн.

Предназначены для бакалавров по направлению подготовки 210400.62 «Радиотехника», изучающих дисциплину «Устройства СВЧ и антенны» в 6 семестре.

Подготовлены на кафедре радиотехники и медицинских диагностических систем.

© Самарский государственный
аэрокосмический университет, 2012

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ ……. 6

1 ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ СВЧ ДИАПАЗОНА …….. 17

1.1 Прямоугольный волновод ……..…….. 21

1.2 Круглый волновод ……..…. 29

1.3 Коаксиальная линия ……..…. 34

1.4 Полосковые линии передачи ……. 41

1.4.1 Симметричная полосковая линия ……...…. 42

1.4.2 Несимметричная полосковая линия ……. 47

2 ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ ……..…. 54

2.1 Замена реальной линии передачи эквивалентной ……..…. 54

2.2 Распределение напряжения в эквивалентной линии передачи … 55

2.3 Коэффициент отражения, входное сопротивление и распределение напряжения в линии передачи без потерь ……. 58

2.4 Распределение напряжения и входного сопротивления при $\dot{Z}_H = \infty$ (линия передачи разомкнута на конце) ……. 62

2.5 Распределение напряжения и входного сопротивления при $\dot{Z}_H = 0$ (линия передачи короткозамкнута на конце) ……. 65

2.6 Распределение напряжения и входного сопротивления при $\dot{Z}_H = iX_H$, $R_H = 0$ (реактивная нагрузка) ……..…. 67

2.7 Распределение напряжения и входного сопротивления при $\dot{Z}_H = R_H$, $X_H = 0$ (активная нагрузка) ……... 71

2.8 Распределение напряжения и входного сопротивления при $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ (комплексная нагрузка) ……. 75

3 СОГЛАСОВАНИЕ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ …… 77

3.1 Обычное и сопряженное согласование ……..…….. 78

3.2. Способы обычного согласования нагрузки с линией передачи ... 80

3.3 Конструктивное выполнение реактивных нерегулярностей в прямоугольном волноводе ……..…. 90
4 МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ СВЧ-ДИАПАЗОНА ……. 93
4.1 Особенности расчета устройств СВЧ ……..……. 93
4.2 Матрица рассеяния и передачи четырехполюсника ……..…. 94
4.3 Взаимные, симметричные и реактивные четырехполюсники 98
4.4 Каскадное соединение четырехполюсников ……..…. 102
4.5 Матрицы рассеяния некоторых элементов СВЧ-устройств …. 103
5 ЭЛЕМЕНТЫ ТРАКТА СВЧ-ДИАПАЗОНА ……... 107
5.1 Разъемные соединения волноводов ……. 107
5.2 Аттенюаторы ……. 110
5.3 Волноводные делители мощности ……..…. 111
5.4 Фазовращатели …….. 114
5.5 Согласованные нагрузки ……..…. 117
5.6 Волноводные короткозамыкающие поршни ……..…. 119
5.7 Волноволные направленные ответвители ……..…. 122
5.7.1. Волноводный направленный ответвитель с одним отверстием связи (ответвитель Бете) ……..…. 125
5.7.2.Многодырочные волноводные направленные ответвители ……..……..…. 127
5.7.3.Мостовые устройства СВЧ ……. 130
6 АНТЕННЫ ……..…. 133
6.1 Существующие конструкции антенн ……. 133
6.2 Классификация антенн ……..……. 150
6.3 Основные параметры антенн ……..…..…. 150
6.4 Методы расчета электромагнитного поля антенн ……. 159
6.5 Характеристики антенной решетки ……. 162
6.6 Равноамплитудная эквидистантная линейная антенная решетка изотропных излучателей ……. 165

6.7 Влияние амплитудного распределения на множитель системы .. 175
6.8 Влияние фазового распределения на множитель системы ..… 177
6.8.1 Система с линейным фазовым распределением ……... 178
6.8.2 Система с квадратичным и кубичным фазовым распределением ……..…….……..…. 180
6.9 Диаграмма направленности линейной непрерывной системы … 182
6.10 Вибраторные антенны ……. 186
6.11 Сопротивление излучения симметричного вибратора ……... 189
6.12 Входное сопротивление симметричного вибратора ……..…. 190
6.13 Способы питания вибраторных антенн ……..…. 195
6.14 Спиральные антенны ……..…. 199
6.15 Рупорные антенны ……. 203
6.16 Зеркальные антенны ……..…. 208
6.17 Методы расчета диаграммы направленности зеркальных антенн ……..…. 212
6.18 Конструкции и характеристики зеркальных антенн ……..…. 216
ЗАКЛЮЧЕНИЕ ……. 221
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ ……. 222

ВВЕДЕНИЕ

Частоты электромагнитных полей лежат в очень широких пределах. Для удобства весь спектр электромагнитных колебаний разбивают на отдельные диапазоны (таблица В.1), в каждом из которых электромагнитное поле имеет определенные особенности распространения и взаимодействия с веществом.

Таблица В.1 – Разбиение радиоволн на частотные диапазоны

Название диапазона частот	Границы диапазона по частоте	Границы диапазона по длине волны	Название диапазона длин волн
Очень низкие частоты (ОНЧ)	3 – 30 КГц	100 км – 10 км	Мириаметровые волны
Низкие частоты (НЧ)	30 – 300 КГц	10 км – 1 км	Километровые волны
Средние частоты (СЧ)	300 КГц – 3 МГц	1000 м – 100 м	Гектометровые волны
Высокие частоты (ВЧ)	3 МГц – 30 МГц	100 м – 10 м	Декаметровые волны
Очень высокие частоты (ОВЧ)	30 МГц – 300 МГц	10 м – 1 м	Метровые волны
Ультравысокие частоты (УВЧ)	300 МГц –3 ГГц	100 см – 10 см	Дециметровые волны
Сверхвысокие частоты (СВЧ)	3 ГГц – 30 ГГц	10 см – 1 см	Сантиметровые волны
Крайне высокие частоты (КВЧ)	30 ГГц – 300 ГГц	10 мм – 1 мм	Миллиметровые волны
Гипервысокие частоты (ГВЧ)	300 ГГц – 3 ТГц	1 мм – 0.1 мм	Децимиллимет-ровые волны

Диапазон сверхвысоких частот (СВЧ) расположен в интервале частот 300 МГц - 300 ГГц (1 м – 1 мм). Он включает дециметровый, сантиметровый и миллиметровый диапазоны. Иногда к диапазону СВЧ относят метровые и субмиллиметровые волны.

В настоящее время электромагнитные колебания СВЧ-диапазона широко применяются в различных областях науки и техники, основными из которых являются:

1) радиолокация;

2) радиорелейная связь;

3) космическая связь, передача информации через спутники связи (непосредственное телевизионное вещание, связь с космическими кораблями и орбитальными станциями, автоматическими космическими аппаратами);

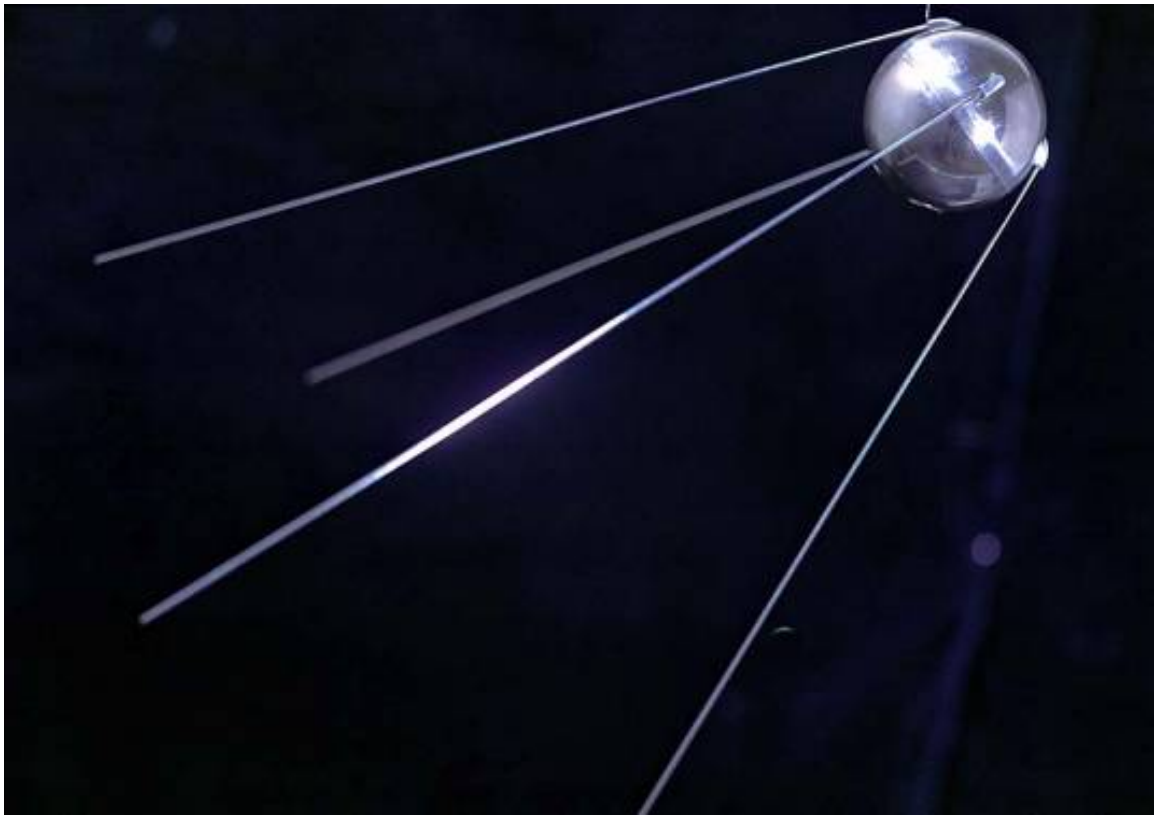
4) радиоастрономия (прием и анализ электромагнитного излучения космических объектов);

5) радиоспектроскопия;

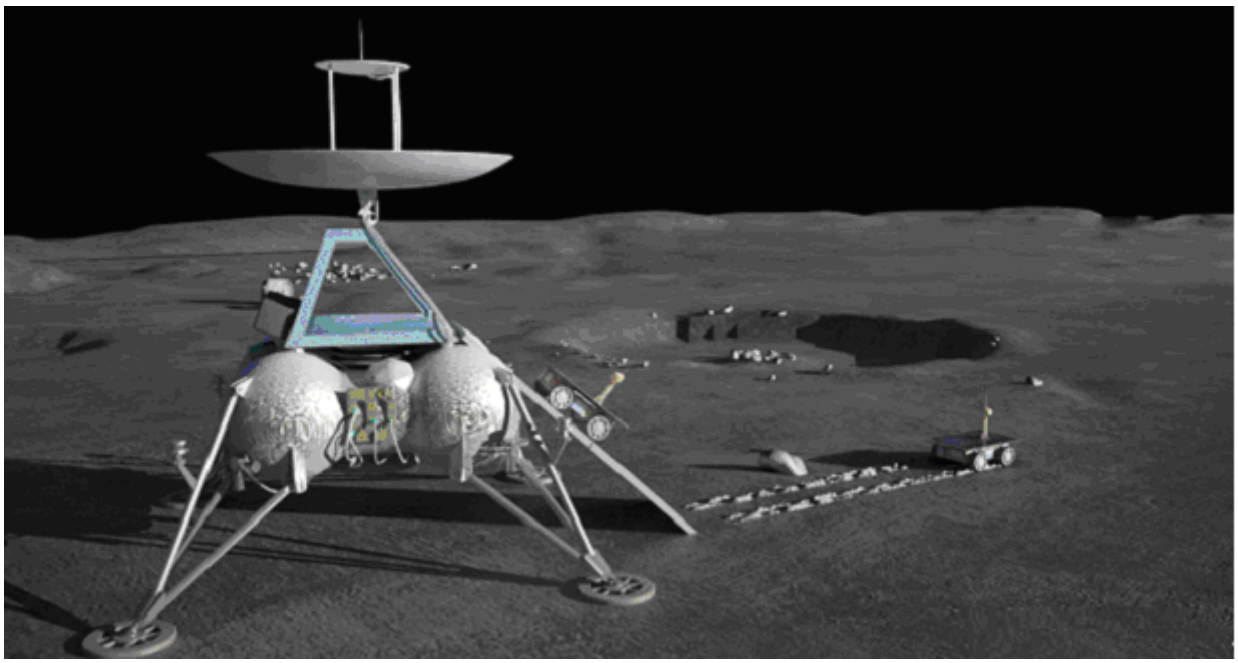
6) технология (использование СВЧ-излучения для нагрева различных материалов с целью их сушки и полимеризации, приготовления пищи и т. п.);

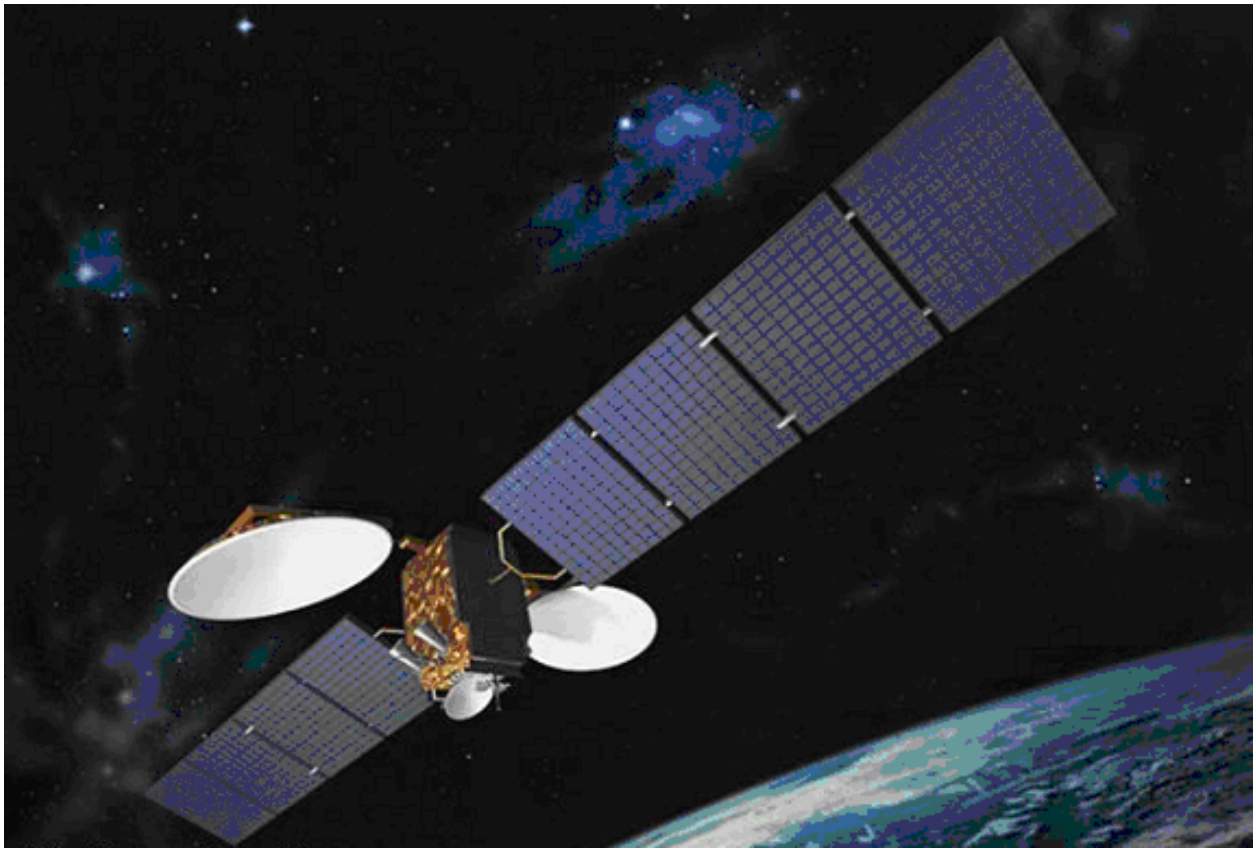
7) медицина и биология (воздействие СВЧ-колебаний на биологические объекты, анализ электромагнитного излучения, излучаемого биологическими объектами).

На рисунке В.1 приведены фотографии устройств и антенн, работающих в СВЧ-диапазоне.







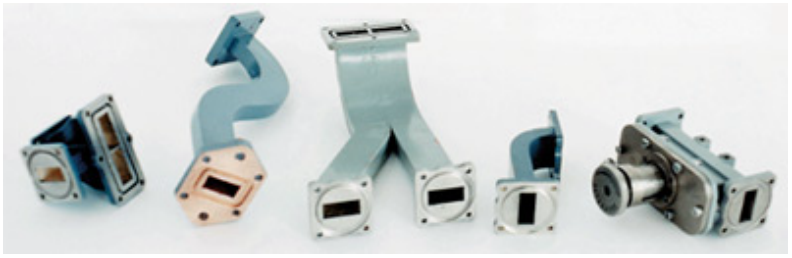


























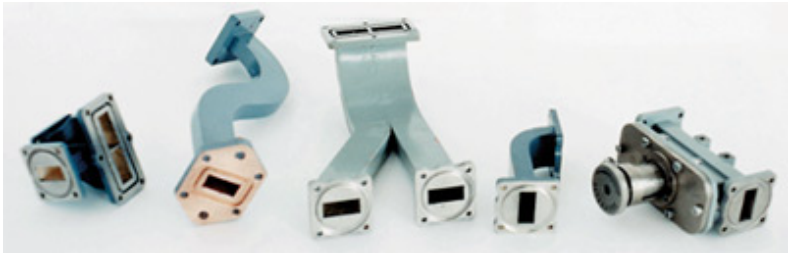




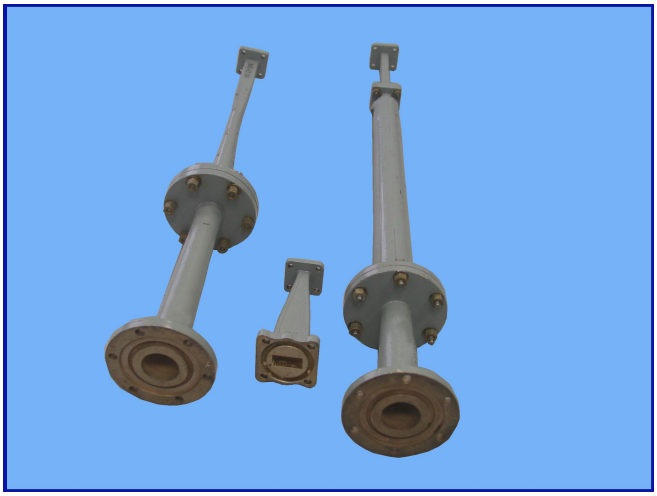










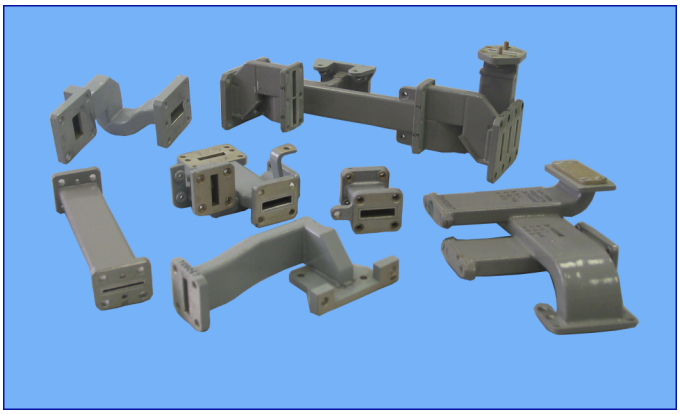




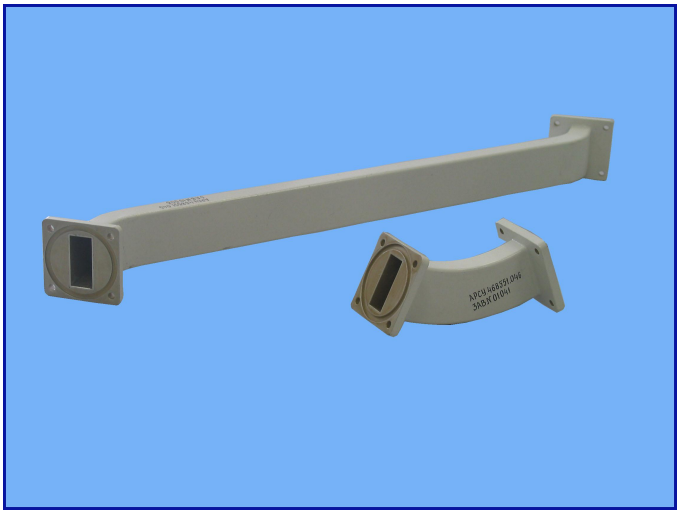



ЭЛУ-3-30

















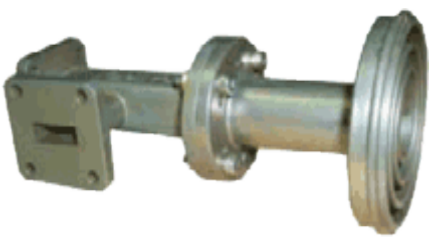




Рисунок В.1 - Фотографии устройств и антенн СВЧ-диапазона

1 ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ СВЧ ДИАПАЗОНА

Линией передачи электромагнитных волн называется устройство, ограничивающее область распространения электромагнитных волн и направляющее поток электромагнитной энергии в направлении от генератора к нагрузке.

Линия передачи называется регулярной, если в продольном направлении ее геометрические размеры и электромагнитные параметры заполняющих сред не изменяются.

Если в поперечном направлении электромагнитное поле линии передачи не ограничено какой-либо структурой, то ее называют открытой. В закрытых линиях передачи поле существует только внутри замкнутой металлической поверхности.

Линии передачи используются для передачи энергии от генератора к нагрузке (например, от радиопередатчика к антенне) и как основа для создания различных функциональных элементов (фильтров, частотно-избирательных устройств, переключателей, фазовращателей и других).

При выборе линии передачи руководствуются следующими общими требованиями:

1. Обеспечение высокого КПД при передаче мощности. Все виды потерь энергии (на нагрев проводников и диэлектриков, на отражение или преобразование в волны паразитных типов и др.) должны быть минимальными.

2. Максимальная напряженность электрического поля внутри линии передачи при фиксированной проходящей мощности должна быть как можно ниже. Это уменьшает опасность электрического пробоя и позволяет передавать наибольшую мощность.

3. Минимальные частотные искажения передаваемых по тракту сигналов и обеспечение возможности работы в максимально возможной полосе частот.

4. Минимально возможное излучение в окружающее пространство.

5. Минимальные масса, габариты и стоимость линии передачи.

На рисунке 1.1 приведены конструкции некоторых линий передачи, применяемых в устройствах СВЧ-диапазона.

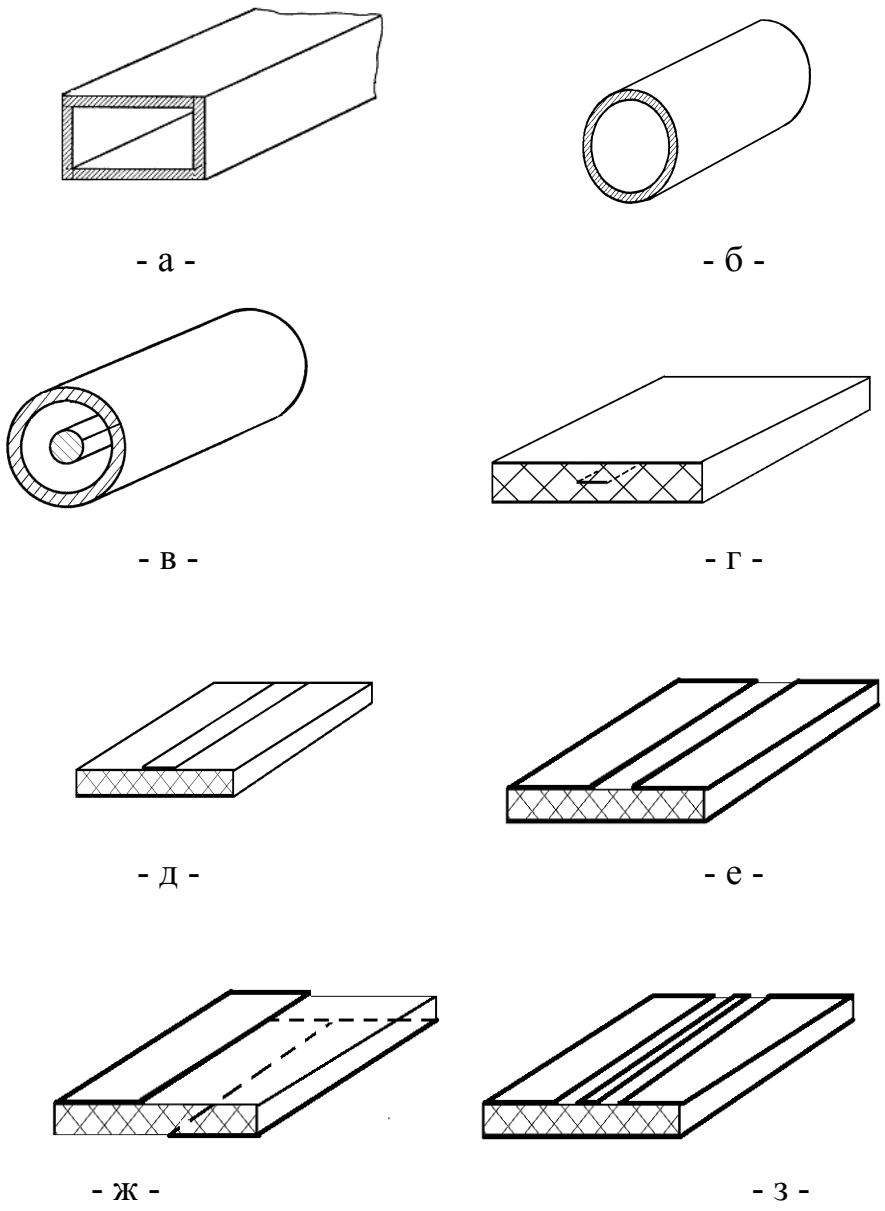


Рисунок 1.1 - Линии передачи СВЧ-диапазона

На рисунке 1.1 изображены прямоугольный волновод (а), круглый волновод (б), коаксиальная линия передачи (в), симметричная полосковая

линия (г), несимметричная полосковая линия (или микрополосковая линия) (д), симметричная щелевая линия (е), несимметричная щелевая линия (ж), копланарная линия передачи (з).

Применение конкретной линии передачи зависит от частоты и мощности сигнала, которую необходимо передать по линии передачи, а также от удобства сопряжения с другими функциональными устройствами, входящими в состав радиотехнических систем.

Для предотвращения излучения электромагнитной энергии используют экранированные линии передачи, в которых электромагнитное поле распространяется внутри замкнутой металлической поверхности.

В качестве линий передачи коаксиальные линии используются в диапазоне от 10 МГц до 3 … 7 ГГц. На больших частотах использование коаксиальных линий становится нецелесообразным из-за недопустимо большого затухания электромагнитной волны.

На частотах более 3 ГГц в качестве линий передачи используют полые металлические волноводы (прямоугольные, круглые или произвольного сечения). Потери сигнала в них существенно меньше, чем в коаксиальных линиях вследствие отсутствия центрального проводника и диэлектрического заполнения. На частотах более 15 – 17 ГГц волноводы применяются реже из - за сложности технологии изготовления и роста потерь, связанного с поверхностным эффектом. При малых частотах размеры волноводов возрастают, что ограничивает их применение.

В миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах в качестве линий передачи используют диэлектрические волноводы.

Симметричная, несимметричная полосковая и щелевая линии передачи, коаксиальная линия, а также металлические волноводы используются как основа для конструирования различных функциональных устройств СВЧ - диапазона.

В этом разделе рассмотрены конструкции и характеристики наиболее часто применяемых линий передач СВЧ диапазона. Знание характеристик

линий передач необходимо для понимания принципа действия различных функциональных устройств СВЧ диапазона и расчета их параметров.

Полный анализ и расчет характеристик различных типов линий передач изложен в курсе электродинамики, а в этом разделе ниже приведены только их основные характеристики.

В линиях передачи могут распространяться множество типов волн с различной структурой электрического и магнитного полей, однако их условно можно разделить на 4 типа. Классификация волн основана на особенностях распределения электрического $\overline{E}$ и магнитного $\overline{H}$ полей в линии передачи.

В общем случае в линиях передачи могут существовать 4 типа волн:

Поперечными (Т-волнами) называются волны, у которых в продольном направлении (т.е. в направлении распространения волны) отсутствуют составляющие векторов электрического поля $\overline{E}$ и магнитного поля $\overline{H}$, т.е. существуют только поперечные составляющие векторов $\overline{E}$ и $\overline{H}$. Ранее такие волны назывались ТЕМ-волнами.

Электрическими (Е–волнами) или поперечно магнитными (ТН–волнами) называются волны, у которых продольная составляющая вектора магнитного поля $\overline{H}$ равна нулю, а в поперечном направлении существуют составляющие как $\overline{E}$ так и $\overline{H}$.

Магнитными (Н–волнами) или поперечно электрическими (ТЕ–волнами) называются волны, у которых продольная составляющая вектора электрического поля $\overline{E}$ равна нулю, в поперечном направлении существуют составляющие как $\overline{E}$ так и $\overline{H}$.

Смешанными (или гибридными) называются волны, у которых векторы $\overline{E}$ и $\overline{H}$ имеют как продольные, так и поперечные составляющие.

Основными характеристиками всех линий передач являются:

1. Выражения для составляющих электрического и магнитного полей.

2. Структуры полей и токов проводимости.

3. Диаграмма типов колебаний.

4. Диапазон рабочих частот.

5. Длина волны в линии передачи.

6. Волновое сопротивление линии передачи.

Рассмотрим эти характеристики для наиболее часто используемых в диапазоне СВЧ линий передачи.

1.1 Прямоугольный волновод

Прямоугольный волновод представляет собой металлическую трубу прямоугольного сечения, заполненную однородным изотропным диэлектриком (рисунок 1.2).

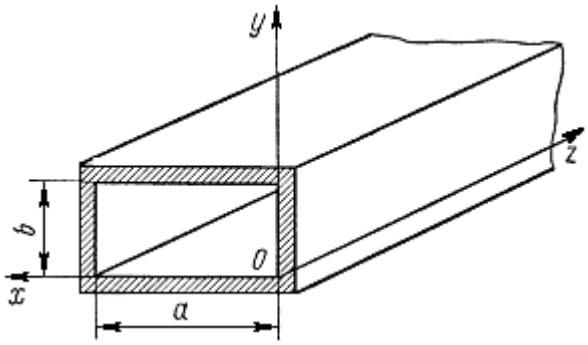


Рисунок 1.2 - Прямоугольный волновод

В прямоугольном волноводе могут распространяться волны типа E_{mn} и волны типа H_{mn} .

Выражения для составляющих полей типа E_{mn} (TH_{mn}) в комплексной форме при отсутствии потерь имеют вид

$$\dot{E}_x = i\frac{\gamma}{\gamma_{mn}^2} C_1 \frac{m\pi}{a} \cos(\frac{m\pi x}{a}) \sin(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}, \tag{1.1}$$

$$\dot{E}_y = i\frac{\gamma}{\gamma_{mn}^2} C_1 \frac{n\pi}{b} \sin(\frac{m\pi x}{a}) \cos(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}, \tag{1.2}$$

$$\dot{E}_z = C_1 \sin(\frac{m\pi x}{a}) \sin(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}, \tag{1.3}$$

$$\dot{H}_x = -i\frac{\omega\varepsilon_a}{\gamma_{mn}^2} C_1 \frac{n\pi}{b} \sin(\frac{m\pi x}{a}) \cos(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}, \quad (1.4)$$

$$\dot{H}_y = i\frac{\omega\varepsilon_a}{\gamma_{mn}^2} C_1 \frac{m\pi}{a} \cos(\frac{m\pi x}{a}) \sin(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}, \quad (1.5)$$

$$\dot{H}_z = 0. \quad (1.6)$$

Выражения для составляющих полей типа H_{mn} (TE_{mn}) имеют вид

$$\dot{E}_x = i\frac{\omega\mu_a}{\gamma_{mn}^2} C_2 \frac{n\pi}{b} \cos(\frac{m\pi x}{a}) \sin(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}, \quad (1.7)$$

$$\dot{E}_y = -i\frac{\omega\mu_a}{\gamma_{mn}^2} C_2 \frac{m\pi}{a} \sin(\frac{m\pi x}{a}) \cos(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}, \quad (1.8)$$

$$\dot{E}_z = 0, \quad (1.9)$$

$$\dot{H}_x = -i\frac{\gamma}{\gamma_{mn}^2} C_2 \frac{m\pi}{a} \sin(\frac{m\pi x}{a}) \cos(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}, \quad (1.10)$$

$$\dot{H}_y = i\frac{\omega\mu_a}{\gamma_{mn}^2} C_2 \frac{n\pi}{b} \cos(\frac{m\pi x}{a}) \sin(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}, \quad (1.11)$$

$$\dot{H}_z = C_2 \cos(\frac{m\pi x}{a}) \cos(\frac{n\pi y}{b}) e^{-i\gamma z}. \quad (1.12)$$

В соотношениях (1.1 – 1.12)

x, y, z – координаты точки внутри волновода, в которой рассчитываются составляющие электрического и магнитного полей,

C_1, C_2 – коэффициенты, определяющие амплитуды составляющих электрического и магнитного полей,

a, b – размеры волновода,

m, n – целые числа, определяющие структуру поля,

$m = 0, 1, 2, 3, \ldots$, $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$,

i – мнимая единица.

Продольное волновое число γ определяется соотношением

$$\gamma = \frac{2\pi}{\Lambda_B} = \sqrt{\omega^2 \mu_a \varepsilon_a - \gamma_{mn}^2}\ , \qquad (1.13)$$

где ε_a, μ_a - абсолютная диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей волновод, $\varepsilon_a = \varepsilon_r \varepsilon_0$, $\mu_a = \mu_r \mu_0$,

ε_0, μ_0 - электрическая и магнитная составляющие,

$$\varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi}\ \text{Ф/м},\ \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ \text{Гн/м},$$

ε_r, μ_r - относительная диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей волновод,

Λ_B - длина волны в волноводе.

Поперечное волновое число для прямоугольного волновода γ_{mn} определяется выражением

$$\gamma_{mn} = \sqrt{(\frac{m\pi}{a})^2 + (\frac{n\pi}{b})^2}\ . \qquad (1.14)$$

Из соотношения (1.13) можно определить длину волны в прямоугольном волноводе

$$\Lambda_в = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр\,mn}}\right)^2}}, \qquad (1.15)$$

где $\lambda_{кртп}$ - критическая длина волны колебания с индексами m и n в прямоугольном волноводе,

$$\lambda_{кртп} = \frac{2\pi}{\gamma_{mn}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{в}\right)^2}}\ . \qquad (1.16)$$

Наиболее часто используется основной тип волны H_{10} , для которой составляющие полей записываются в виде

$$\dot{E}_x = 0\,, \tag{1.17}$$

$$\dot{E}_y = -i\frac{\omega\mu_a}{\gamma_{10}^2}C_2\frac{\pi}{a}\sin(\frac{\pi x}{a})e^{-i\gamma z}\,, \tag{1.18}$$

$$\dot{E}_z = 0\,, \tag{1.19}$$

$$\dot{H}_x = -i\frac{\gamma}{\gamma_{10}^2}C_2\frac{\pi}{a}\sin(\frac{\pi x}{a})e^{-i\gamma z}\,, \tag{1.20}$$

$$\dot{H}_y = 0\,, \tag{1.21}$$

$$\dot{H}_z = C_2\cos(\frac{\pi x}{a})e^{-i\gamma z}\,. \tag{1.22}$$

По приведенным соотношениям можно построить структуры электрического и магнитного полей внутри волновода. На рисунках 1.3 – 1.4 приведены структуры полей волн H_{10} , H_{20} , H_{11} , H_{31} , E_{11} и E_{31} в прямоугольном волноводе.

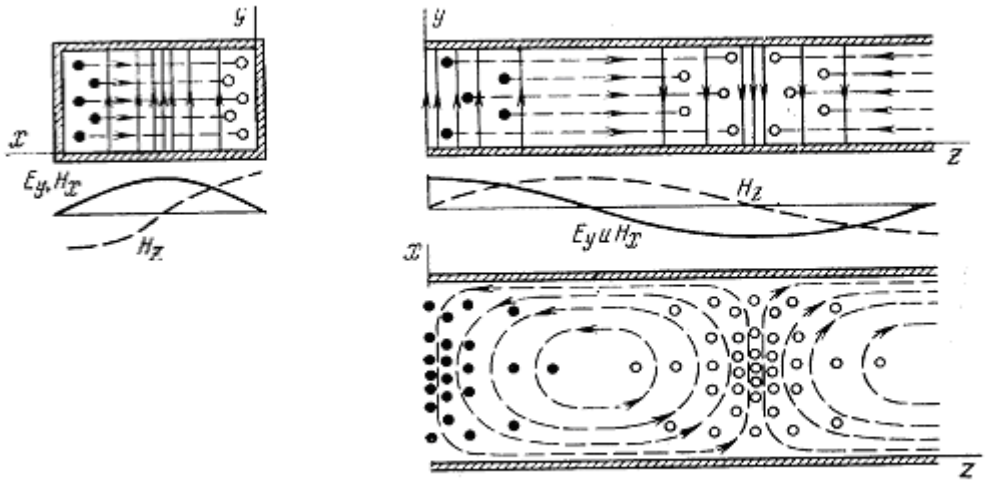


Рисунок 1.3 - Структура поля волны H_{10} в прямоугольном волноводе

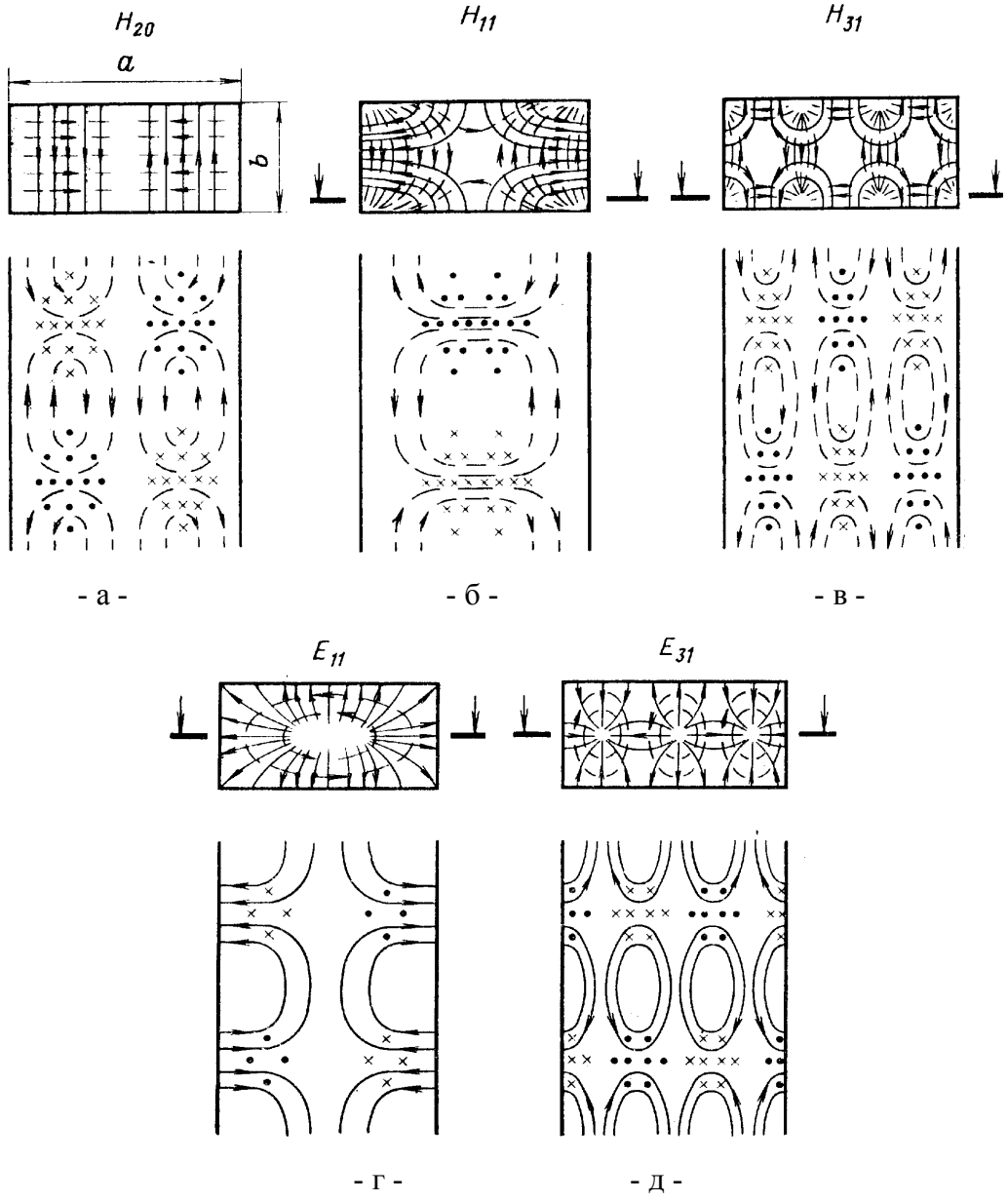


Рисунок 1.4 - Структуры поля волн H_{20}, H_{11}, H_{31}, E_{11}, E_{31} в прямоугольном волноводе

Токи проводимости на внутренней поверхности волновода определяются касательной составляющей магнитного поля

$$\vec{j} = [\vec{n}_o, \vec{H}_\tau], \qquad (1.23)$$

где $\vec{n}_o$ - вектор нормали, направленный внутрь волновода перпендикулярно идеально проводящей стенке,

$\vec{H}_\tau$ - касательная составляющая магнитного поля у стенок волновода.

Поскольку распределение силовых линий вектора $\overline{H}$ любой волны известно, то построение линий поверхностного тока с помощью соотношения (1.23) не представляет затруднений. Эти линии образуют семейство кривых, ортогональных семейству силовых линий магнитного поля у стенок волновода.

На рисунке 1.5 в качестве примера приведены силовые линии тока проводимости для волны H_{10}

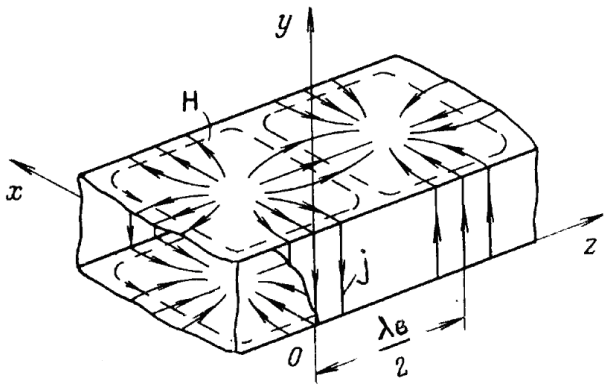
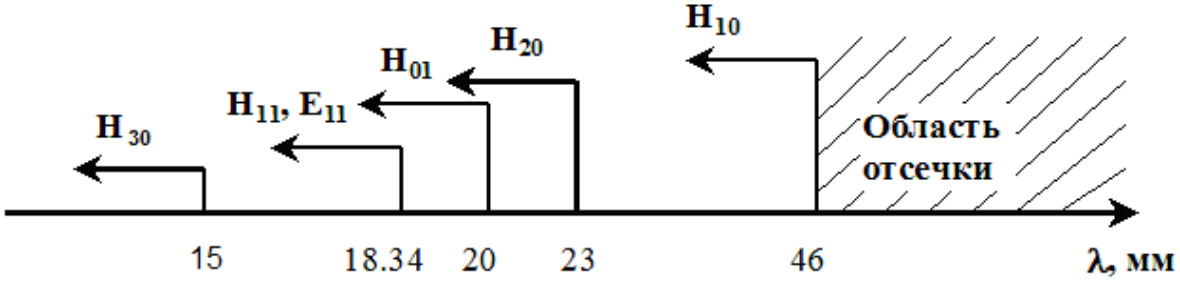


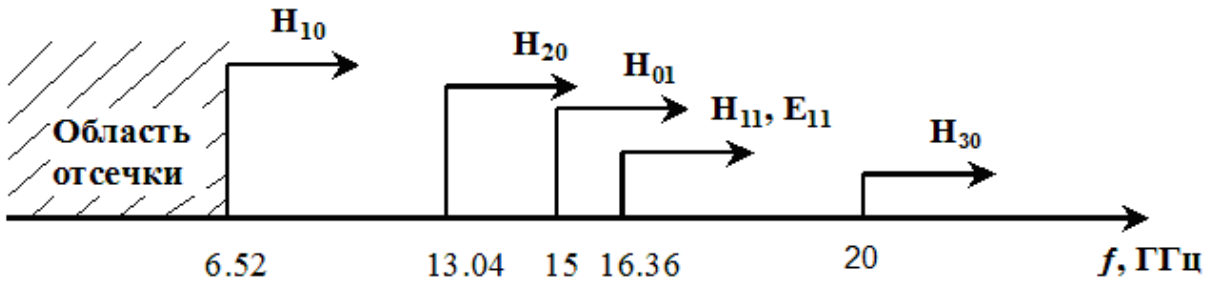
Рисунок 1.5 - Структура тока проводимости в прямоугольном волноводе для волны H_{10}

Диаграмма типов волн (или колебаний) позволяет определить, при каких длинах волн (или частотах) в линии передачи может распространяться какой-либо тип волны.

На рисунке 1.6 приведены в качестве примера два вида диаграмм типов колебаний для прямоугольного волновода сечением 23 х 10 мм^2 .



– а –



– б –

Рисунок 1.6 - Диаграмма типов колебаний прямоугольного волновода сечением 23 х 10 мм^2

Заштрихованная область соответствует полной отсечке, по волноводу в этой области частот (или длин волн) не распространяются никакие типы волн.

В области частот от $f_{кр10}$ = 6.52 ГГц до $f_{кр20}$ = 13.04 ГГц может распространяется только волна H_{10} . В области от $f_{кр20}$ = 13.04 ГГц до $f_{кр01}$ = 15 ГГц – распространяются одновременно волны H_{10} и H_{20} .

Таким образом, чем больше частота, тем больше волн одновременно могут распространяться в прямоугольном волноводе.

В связи с этим различают одномодовый режим, когда по волноводу может распространяться только один тип волны, и многомодовый режим, когда по волноводу могут распространяться несколько типов волн.

В подавляющем большинстве случаев волновод используется в одномодовом режиме. Обусловлено это тем, что при одномодовом режиме вся мощность от генератора в нагрузку переносится по волноводу одним типом волны H_{10}. При многомодовом режиме эта мощность распределена между всеми типами волн, способными распространяться в волноводе. Поскольку оконечные устройства, служащие для вывода электромагнитной энергии из волновода, могут быть рассчитаны только на определенный тип волны, то часть мощности, переносимая остальными типами волн, будет теряться.

Стандартные размеры и диапазон рабочих частот прямоугольных волноводов в одномодовом режиме приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1 - Стандартные размеры волновода и диапазон рабочих частот

Размеры поперечного сечения, $мм^2$	Рабочий диапазон частот, ГГц
457 x 229	0.41 – 0.625
381 x 191	0.49 – 0.75
292 x 146	0.64 – 0.96
248 x 124	0.75 – 1.12
196 x 98	0,96 – 1.45
165 x 83	1,12 – 1.7
131 x 65	1,45 – 2.2
109 x 55	1,7 – 2.6
86 x 43	2.2 – 3.3
72 x 34	2.6 – 3.95
59 x 29	3.3 – 4.9
48 x 22	3.95 – 5.85
40 x 20	4.9 – 7.05
35 x 16	5.85 – 8.2
29 x 13	7.05 – 10.0
23 x 10	8.2 – 12.4
19 x 9.5	10 – 15
16 x 7.9	12.4 – 18.0
13 x 5.8	15 – 22
11 x 4.3	18 – 26.5
8.6 x 4.3	22 – 33
7.1 x 3.6	26.5 – 40
5.7 x 2.9	33 – 50
4.8 x 2.4	40 – 60
3.8 x 1.9	50 – 75
3.1 x 1.6	60 – 90
2.4 x 1.3	75 – 110
2.0 x 1.0	90 – 140

Следует отметить, что приведенные в таблице диапазон рабочих частот для прямоугольных волноводов выбраны несколько меньше теоретического. Обусловлено это тем, что вблизи критической частоты $f_{кр10}$ увеличивается

затухание основного типа волны, а вблизи $f_{кр20}$ возникает опасность возбуждения высших типов волн. Поэтому при практическом использовании прямоугольных волноводов в качестве рабочего диапазона частот используют диапазон от $1{,}25\, f_{кр10}$ до $0{,}95\, f_{кр20}$.

Волновое сопротивление, определенное через отношение поперечных составляющих E_y и H_x , определяется соотношением

$$\dot{Z}_B = \frac{\dot{E}_y}{\dot{H}_x} = \frac{Z_0}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}, \qquad (1.24)$$

где $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi$ - характеристическое сопротивление вакуума.

1.2 Круглый волновод

Полая металлическая труба круглого поперечного сечения называется круглым волноводом (рисунок 1.7).

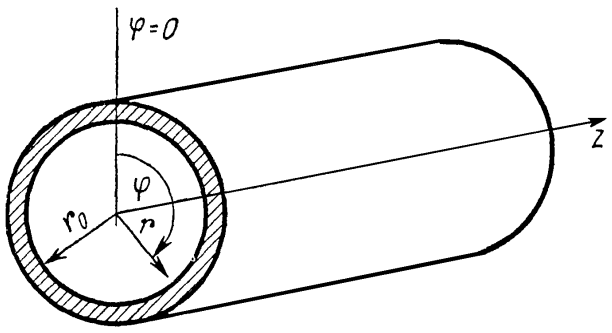


Рисунок 1.7– Круглый волновод

В круглом волноводе могут распространяться волны типа E_{mn} и волны типа H_{mn} .

Выражения для составляющих полей типа E_{mn} (TH_{mn}) в комплексной форме имеют вид

$$\dot{E}_r = -i\frac{\gamma\ r_0}{\eta_{mn}} C_1 J_m^I(\frac{\eta_{mn}}{r_0} r)\cos(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.25)$$

$$\dot{E}_\varphi = i\frac{\gamma\ r_0^2}{r\eta_{mn}^2} C_1 m J_m(\frac{\eta_{mn}}{r_0} r)\sin(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.26)$$

$$\dot{E}_z = C_1 J_m(\frac{\eta_{mn}}{r_0} r)\cos(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.27)$$

$$\dot{H}_r = -i\frac{\omega\varepsilon_a r_0^2}{r\eta_{mn}^2} C_1 m J_m(\frac{\eta_{mn}}{r_0} r)\sin(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.28)$$

$$\dot{H}_\varphi = -i\frac{\omega\varepsilon_a r_0}{r\eta_{mn}} C_1 J_m^I(\frac{\eta_{mn}}{r_0} r)\cos(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.29)$$

$$\dot{H}_z = 0, \quad (1.30)$$

Выражения для составляющих полей типа H_{mn} (TE_{mn}) имеют вид

$$\dot{H}_r = -i\frac{\gamma\ r_0}{\mu_{mn}} C_2 J_m^I(\frac{\mu_{mn}}{r_0} r)\cos(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.31)$$

$$\dot{H}_\varphi = i\frac{\gamma\ r_0^2}{r\mu_{mn}^2} C_2 m J_m(\frac{\mu_{mn}}{r_0} r)\sin(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.32)$$

$$\dot{H}_z = C_2 J_m(\frac{\mu_{mn}}{r_0} r)\cos(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.33)$$

$$\dot{E}_r = i\frac{\omega\mu_a r_0^2}{r\mu_{mn}^2} C_2 m J_m(\frac{\mu_{mn}}{r_0} r)\sin(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.34)$$

$$\dot{E}_\varphi = i\frac{\omega\mu_a r_0}{r\mu_{mn}} C_2 J_m^I(\frac{\mu_{mn}}{r_0} r)\cos(m\varphi)e^{-i\gamma z}, \quad (1.35)$$

$$\dot{E}_z = 0, \quad (1.36)$$

В этих выражениях:

$J_m(x)$ - функция Бесселя 1-го рода порядка m ,

$J_m^{\mathrm{I}}(x)$ - производная функции Бесселя 1-го рода порядка m ,

μ_{mn} - корни функции Бесселя,

η_{mn} - корни производной функции Бесселя,

r, φ, z - цилиндрические координаты,

γ - продольное волновое число,

$$\gamma = \sqrt{\omega^2 \mu_a \varepsilon_a - (\frac{\eta_{mn}}{r_0})^2} \text{ для волн типа } H_{mn}, \quad (1.37)$$

$$\gamma = \sqrt{\omega^2 \mu_a \varepsilon_a - (\frac{\mu_{mn}}{r_0})^2} \text{ для волн типа } E_{mn}. \quad (1.38)$$

В таблицах 1.2 и 1.3 приведены значения корней функции Бесселя и производной функции Бесселя.

Таблица 1.2 Значения корней функции Бесселя μ_{mn}

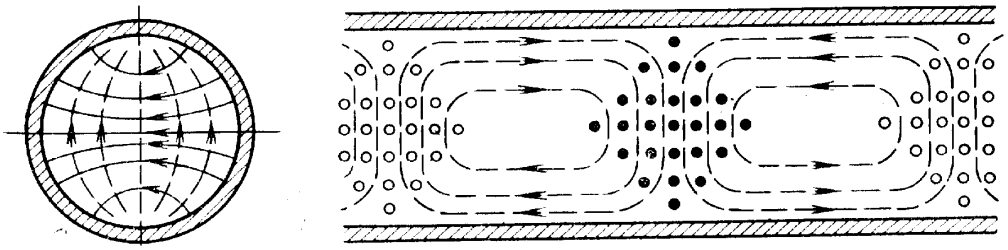
n	m		
	0	1	2
1	2,405	3,832	5,135
2	5,520	7,016	8,417
3	8,654	10,174	11,620

Таблица 1.3 Значения корней производной функции Бесселя η_{mn}

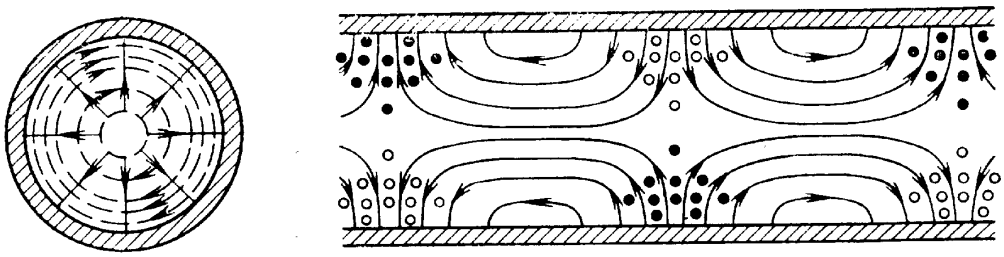
n	m		
	0	1	2
1	3,832	1,840	3,054
2	7,016	5,335	6,705
3	10,174	8,536	9,965

По приведенным соотношениям (1.25 - 1.36) можно построить структуры полей в круглом волноводе.

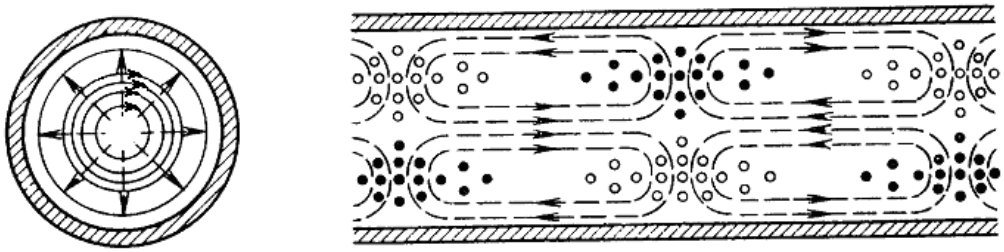
На рисунках 1.8 и 1.9 приведены структуры полей и токов проводимости типа H_{11} (а), E_{01}(б) и H_{01} (в) в круглом волноводе.



- а -

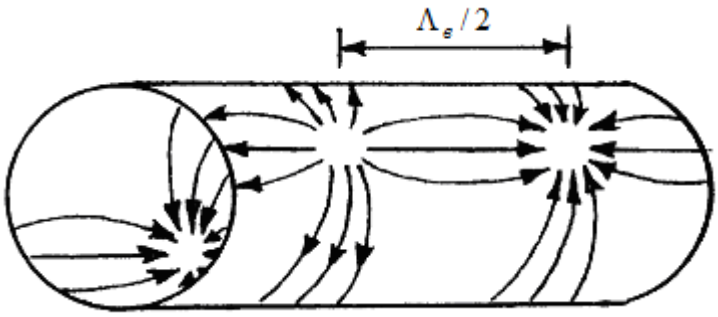


- б -

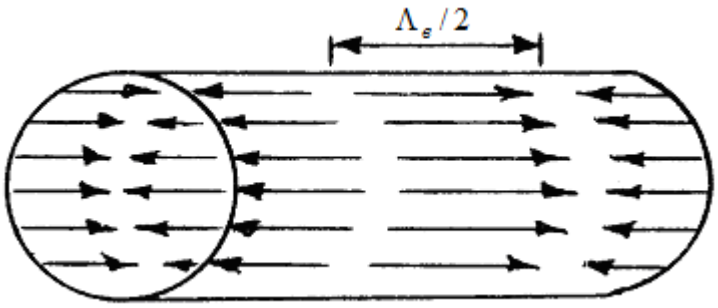


- в -

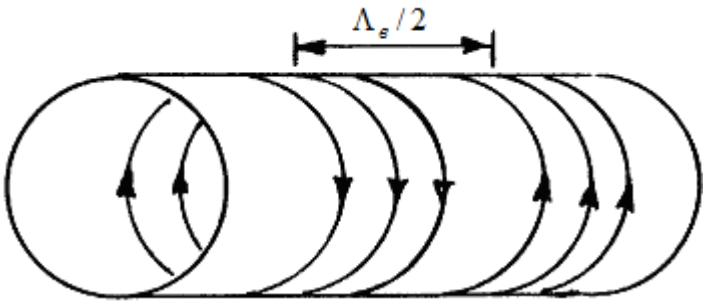
Рисунок 1.8 – Структуры полей волн типа H_{11} (а), E_{01}(б) и H_{01} (в) в круглом волноводе



- а -



- б -



- в -

Рисунок 1.9 - Распределение тока проводимости для волн H_{11} (а), E_{01} (б) и H_{01} (в).

Диаграмма типов колебаний круглого волновода приведена на рисунке 1.10.

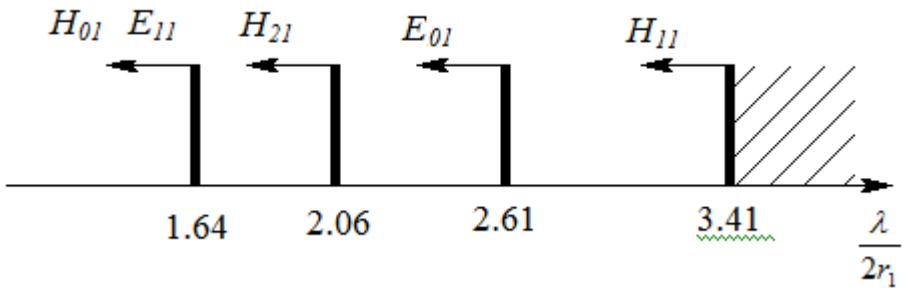


Рисунок 1.10 - Диаграмма типов колебаний круглого волновода

Из приведенной диаграммы видно, что основным типом колебаний круглого волновода является волна H_{11}.

Кроме этого основного типа волны H_{11} , в некоторых устройствах используются колебания H_{01} и E_{01}, обладающие осесимметричными структурами полей.

Длина волны в круглом волноводе для всех типов волн определяется соотношением

$$\lambda_в = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр\,mn}}\right)^2}}, \qquad (1.39)$$

где λ_{kp} - критическая длина волны,

$\lambda_{kp} = \frac{2\pi}{\eta_{mn}} r_0$ для волн электрического типа,

$\lambda_{kp} = \frac{2\pi}{\mu_{mn}} r_0$ для волн магнитного типа.

1.3 Коаксиальная линия

Коаксиальная линия передачи представляет собой два металлических проводника цилиндрической формы, расположенных один внутри другого так, что их оси совпадают (рисунок 1.11).

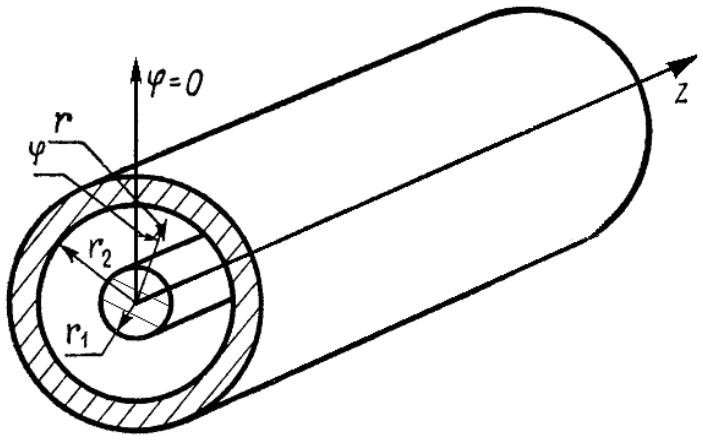


Рисунок 1.11 - Конструкция коаксиальной линии передачи

Электромагнитное поле в коаксиальной линии заключено в пространстве между внутренним (центральным) и наружным (внешним) проводниками.

Для описания распределения электромагнитного поля в коаксиальной линии передачи вводится цилиндрическая система координат r, φ, z, в которой наиболее просто записываются выражения для составляющих полей.

Основным типом волны в коаксиальной линии является поперечная (т.е. не содержащая продольных составляющих электрического и магнитного полей) волна типа Т, для которой электрическое и магнитное поля описываются соотношениями

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{1}_r \cdot \dot{E}_r = \vec{1}_r \cdot E_{\max} (\frac{r_1}{r}) \cdot e^{-i\gamma z}, \\ \vec{H} = \vec{1}_\varphi \cdot \dot{H}_\varphi = \vec{1}_\varphi \cdot \frac{E_{\max}}{Z_B} (\frac{r_1}{r}) \cdot e^{-i\gamma z}. \end{cases} \qquad (1.40)$$

Здесь $\vec{1}_r$, $\vec{1}_\varphi$ - единичные орты,

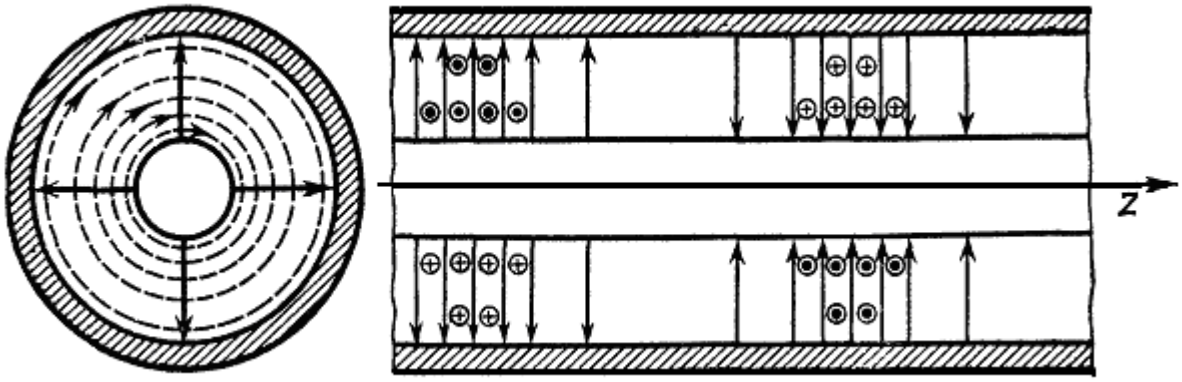
E_{max} - амплитуда электрического поля,

Z_B - волновое сопротивление коаксиальной линии,

γ - продольное волновое число, $\gamma = 2\pi/\Lambda_B$,

Λ_B - длина волны в коаксиальной линии.

На рисунке 1.12 представлена построенная по соотношению (1.40) структура поля Т-волны в коаксиальной линии передачи.



- а - - б -

Рисунок 1.12 - Структура поля Т-волны в коаксиальной линии в поперечном (а) и продольном (б) сечениях

Из соотношений (1.40) и представленных рисунков следует, что внутри коаксиальной линии существует электромагнитное поле, имеющее следующие особенности:

1. Электрическое поле имеет только одну радиальную составляющую $\vec{E} = \vec{1}_r \cdot E_r$, магнитное поле имеет только одну азимутальную составляющую $\vec{H} = \vec{1}_\varphi \cdot H_\varphi$.

2. Амплитуды электрического и магнитного полей зависят только от одной поперечной координаты r и не зависят от координаты φ. Амплитуды полей принимают наибольшие значения вблизи поверхности центрального проводника коаксиальной линии при $r = r_1$.

3. Положение экстремумов электрического и магнитного полей в продольном направлении совпадают.

4. По поверхностям металлических проводников внутри коаксиальной линии протекает ток проводимости. Направление и величину тока проводимости можно определить из граничного условия на поверхности идеального проводника

$$\vec{j} = \left[\vec{1}_n \cdot \vec{H}_\tau\right]. \qquad (1.41)$$

Здесь $\vec{1}_n$ - единичный вектор нормали, направленный от идеально проводящей поверхности,

$\vec{H}_\tau$ - касательная составляющая магнитного поля вблизи проводящей поверхности.

На рисунке 1.13 представлена структура тока проводимости внутри коаксиальной линии, из которой следует, что токи на внешнем и внутреннем проводниках в поперечном сечении взаимно противоположны, изменяются вдоль продольной оси по гармоническому закону и от координаты φ не зависят.

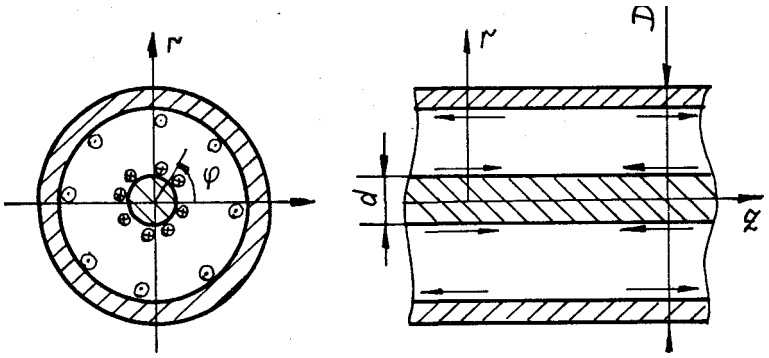


Рисунок 1.13 - Структура тока проводимости волны типа Т в коаксиальной линии передачи

Кроме волны типа Т в коаксиальной линии возможно существование высших типов волн электрического и магнитного типов.

На рисунке 1.14 в качестве примера приведена структура поля волны типа H_{11}.

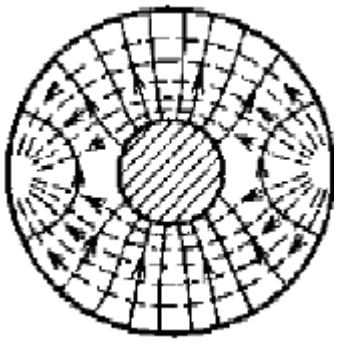


Рисунок 1.14 - Структура поля волны типа H_{11} в коаксиальной линии передачи

На рисунке 1.15 приведена диаграмма типов колебаний коаксиальной линии, из которой следует, что основная Т-волна коаксиальной линии распространяется при любых частотах от нуля и до бесконечности. Высшие типы волн имеют отсечку.

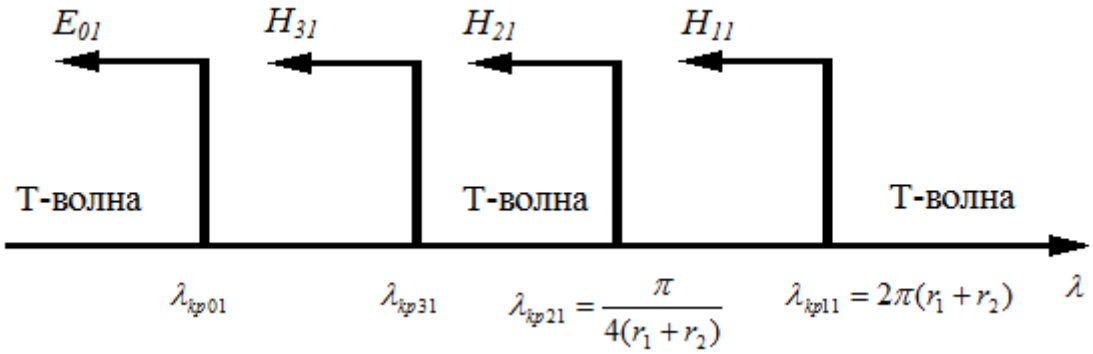


Рисунок 1.15 Диаграмма типов колебаний коаксиальной линии

Наибольшую критическую длину волны имеет волна типа $H_{11.}$, причем ее значение зависит только от размеров коаксиальной линии. При увеличении поперечных размеров коаксиальной линии критическая длина волны типа $H_{11.}$ увеличивается.

Коаксиальная линия передачи используется только в одномодовом режиме, поэтому диапазон рабочих длин волн определяется соотношением

$$\lambda_{kp11} < \lambda_{\min} < \lambda_{\max} < \infty .$$

Длина основной Т - волны в коаксиальной линии передачи определяется соотношением

$$\Lambda_B = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{c}{f_0\sqrt{\varepsilon_r}}. \qquad (1.42)$$

Здесь f_0 - частота сигнала,

λ_0 - длина волны в свободном пространстве,

ε_r - относительная диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей коаксиальную линию,

c - скорость света, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Из этого соотношения следует, что длина волны в коаксиальной линии определяется только частотой сигнала и диэлектрической проницаемостью среды заполнения и не зависит от геометрических размеров линии.

Волновое сопротивление коаксиальной линии передачи определяется соотношением

$$Z_B = \frac{138}{\sqrt{\varepsilon_r}} \lg\left(\frac{r_2}{r_1}\right), \qquad (1.43)$$

из которого следует, что волновое сопротивление коаксиальной линии зависит только от ее геометрических размеров и диэлектрической проницаемости пространства между внешним и внутренним проводниками и не зависит от частоты сигнала.

Конструкции коаксиальных линий отличаются большим разнообразием.

Различают жесткие и гибкие коаксиальные линии.

В жестких коаксиальных линиях внутренний и внешний проводники выполнены из сплошного металла. Центрирование проводников коаксиальной линии осуществляют путем заполнения пространства между внешним и внутренним проводниками твердым диэлектриком, либо путем использования центрирующих шайб, изготовленных из диэлектрика.

Наиболее широко в настоящее время используются гибкие коаксиальные линии передачи (коаксиальные кабели) (рисунок 1.16).

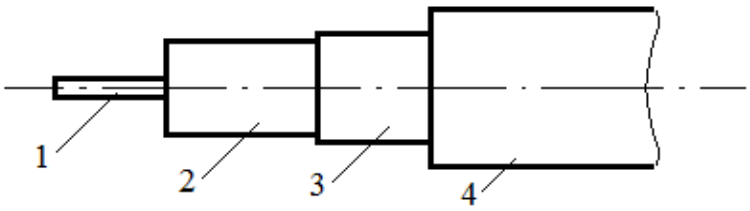


Рисунок 1.16 - Конструкция гибкой коаксиальной линии

Гибкий коаксиальный кабель (рисунок 1.16) состоит из центрального проводника 1, диэлектрического заполнения 2, наружного проводника коаксиальной линии 3 и защитной диэлектрической оболочки 4. Центральный проводник коаксиальной линии выполняется из меди. Для повышения гибкости в коаксиальных кабелях используется центральный проводник, скрученный из нескольких проводников. При диаметре центрального проводника свыше 5-6 мм может применяться металлический проводник или трубка, покрытые слоем меди толщиной 0,05 … 0.1 мм.

Диэлектрическое заполнение должно выдерживать требуемую температуру. В настоящее время используют радиочастотные кабели обычной нагревостойкости (t<125°C), повышенной (t < 250°C) и высокой (t > 250°C). Отличаются они типом используемого диэлектрика: при $t < 125^0$C используют полиэтилен, при t < 250°C - фторопласт и при t > 250°C - окись магния.

Наружный проводник радиочастотных кабелей изготавливается из медных, медных луженых или медных посеребренных проводников или фольги, плотно расположенных на диэлектрическом заполнении.

Защитная оболочка кабеля предохраняет внешний проводник коаксиального кабеля от механических повреждений, воздействия влаги,

химических веществ. В качестве защитной оболочки используют светостабилизированный полиэтилен черного цвета или поливинилхлоридный пластикат.

Защитная оболочка для коаксиальных линий с фторопластовой изоляцией состоит обычно из фторопластовых лент, наложенных с перекрытием.

Гибкие коаксиальные кабели выпускаются с различным волновым сопротивлением. Наиболее широко используются кабели с волновым сопротивлением 50 и 75 Ом.

1.4 Полосковые линии передачи

Наиболее широко в настоящее время в различных функциональных устройствах используются полосковые линии передачи.

Достоинствами полосковых линий передачи являются:

- малые габариты и масса;

- широкополосность, поскольку критическая частота основной волны полосковой линии равна нулю (по полосковой линии может протекать постоянный ток);

- удобство монтажа активных полупроводниковых элементов;

- низкая стоимость.

Совершенствование технологии вакуумного напыления и травления металлов, процессов фотолитографии, разработка новых высококачественных диэлектрических материалов, используемых для подложек, позволяет создавать на основе полосковых линий миниатюрные, с хорошими характеристиками базовые элементы для систем СВЧ-диапазонов.

К настоящему времени полосковые линии передачи, а также элементы (резонансные структуры, фильтры, направленные ответвители, делители мощности и т.д.), создаваемые на их основе, составляют элементную базу

современных устройств и систем СВЧ диапазона. Использование полосковых линий и элементов позволяет решать основные задачи при разработке интегральных и монолитных схем диапазона СВЧ - уменьшение габаритов и массы, повышение надежности, уменьшение экономических затрат, улучшение ряда электрических характеристик СВЧ-узлов. В интегральных схемах диапазонов СВЧ и КВЧ на базе полосковых линий формируют элементы с распределенными параметрами, которые используются вместе с элементами с сосредоточенными параметрами.

К полосковым линиям передачи относятся симметричная и несимметричная полосковые линии.

Существенным преимуществом этих линий передач является их низкая стоимость, возможность изготовления на их основе различных функциональных элементов методом напыления и фотолитографии. Благодаря этому устройства на основе полосковых линий передач имеют высокую повторяемость параметров и низкую себестоимость изготовления.

Для полосковых линий передач получить точные аналитические выражения, описывающие распределение поля, не представляется возможным. Это существенно затрудняет расчет устройств на их основе, так как все характеристики линий передач (длина волны, волновое сопротивление, активные потери) определяются из выражений для электромагнитного поля линии передачи. Эти параметры можно определить либо по таблицам или графикам, полученными приближенными численными методами, либо по приближенным аналитическим соотношениям.

1.4.1 Симметричная полосковая линия

Симметричная полосковая линия представляет собой тонкую металлическую полоску шириной w, расположенную между двумя

параллельными металлическими пластинами на одинаковом расстоянии от каждой из них (рисунок 1.17).

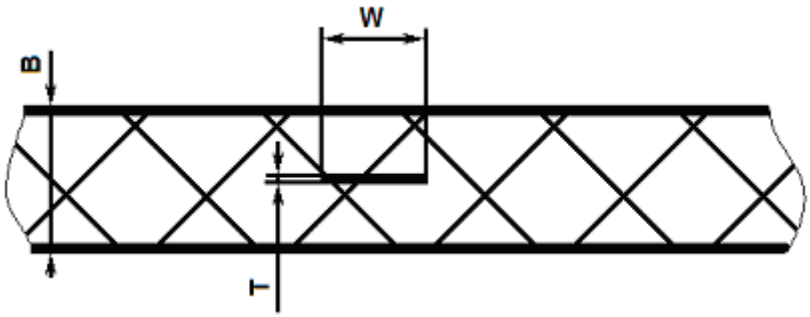
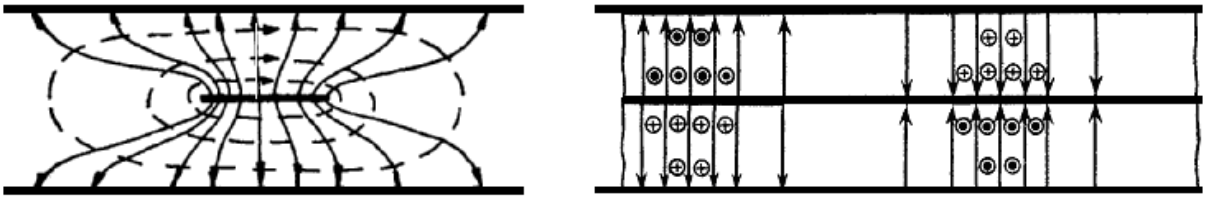


Рисунок 1.17 - Поперечное сечение симметричной полосковой линии

Зазор между полоской и заземленными пластинами может заполняться твердым диэлектриком. В этом случае диэлектрик обеспечивает центрирование внутреннего проводника.

Основным типом волны в симметричной полосковой линии является поперечная Т-волна, которая не содержит продольных составляющих электрического и магнитного полей. На рисунке 1.18 приведена структура электромагнитного поля в симметричной полосковой линии, из которой видно, что основная часть электромагнитной энергии распространяется внутри полосковой линии в области расположения центрального проводника.

При удалении от центрального проводника в поперечном направлении амплитуда поля уменьшается (при $x > w + 2H$ уменьшение поля составляет величину около 30 дБ).



- а - - б -

Рисунок 1.18 - Структура электрического и магнитного полей в симметричной полосковой линии

Диаграмма типов колебаний симметричной полосковой линии приведена на рисунке 1.19, из которого видно, что основной волной симметричной полосковой линии является Т-волна, которая распространяется в диапазоне частот от нуля и до бесконечности.

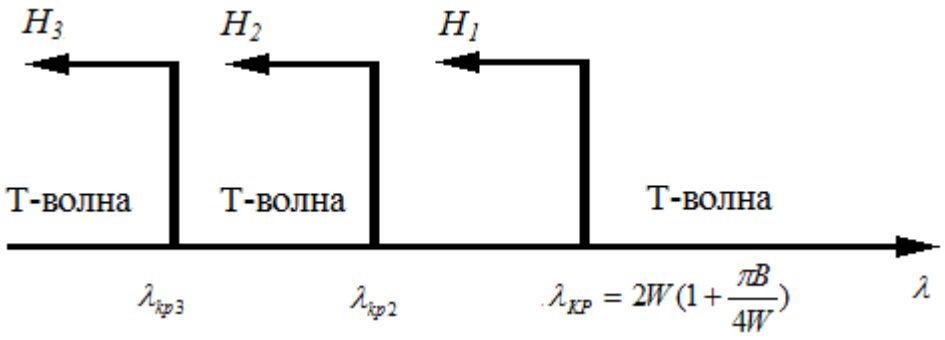


Рисунок 1.19 - Диаграмма типов колебаний симметричной полосковой линии

Кроме основной Т-волны в симметричной полосковой линии также могут распространяться высшие типы волн.

Для большинства линий, используемых на практике, первой волной высшего типа в СПЛ является волна H_1 . В первом приближении критическая длина волны H_1 определяется соотношением

$$\lambda_{KP} = 2W(1+\frac{\pi B}{4W}) \ . \qquad (1.44)$$

Длина основной Т-волны в симметричной полосковой линии определяется соотношением

$$\Lambda_B = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{c}{f_0\sqrt{\varepsilon_r}} \ , \qquad (1.45)$$

где c – скорость света,

λ_0 - длина волны в свободном пространстве,

ε_r - диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей симметричную полосковую линию.

Из этого соотношения видно, что длина основной Т-волны определяется только частотой сигнала f_0 и диэлектрической проницаемостью среды заполнения ε_r и не зависит от геометрических размеров линии.

Выражения для волнового сопротивления симметричной полосковой линии выводились различными авторами. Они получены различными приближенными методами, поэтому имеют разные аналитические выражения. Результаты расчетов волнового сопротивления в литературе представлены также в виде аналитических соотношений, графиков и таблиц.

Ниже приведены представленные в литературе некоторые результаты.

Определить волновое сопротивление можно по приближенному соотношению

$$z_B = \frac{94.17}{\sqrt{\varepsilon_r}} \ln\left(\frac{1+\frac{w}{B}}{\frac{T}{B}+\frac{w}{B}}\right). \qquad (1.46)$$

Погрешность вычисления волнового сопротивления, вычисленного по этому соотношению, составляет величину не более 1% при $\frac{w}{B} > 1.5$ и не более 5% при $\frac{w}{B} > 0.75$.

На рисунке 1.20 представлены графические зависимости волнового сопротивления от геометрических размеров симметричной полосковой линии.

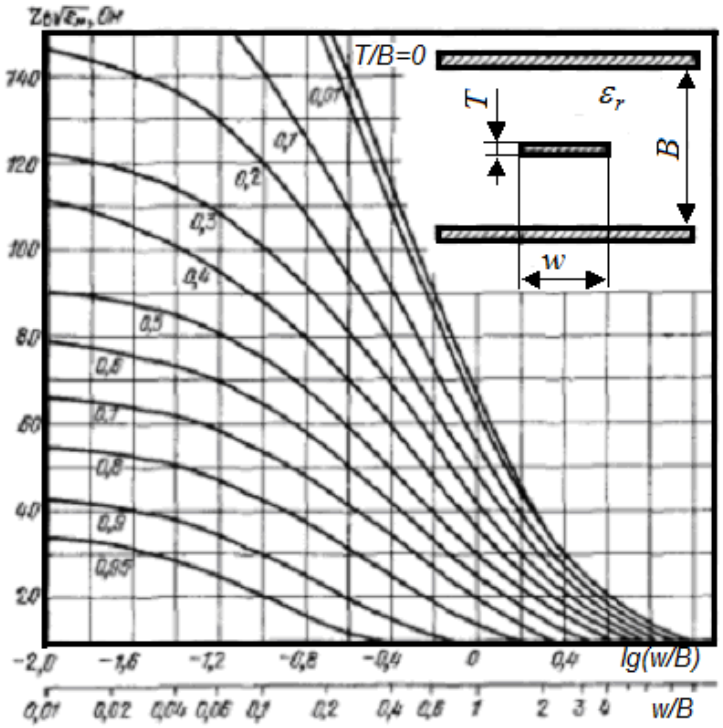


Рисунок 1.20 - Зависимость волнового сопротивления симметричной полосковой линии от ее размеров

Конструктивно полосковая линия передачи наиболее часто изготавливается (рисунок 1.21) из двух диэлектрических пластин 1 и 2.

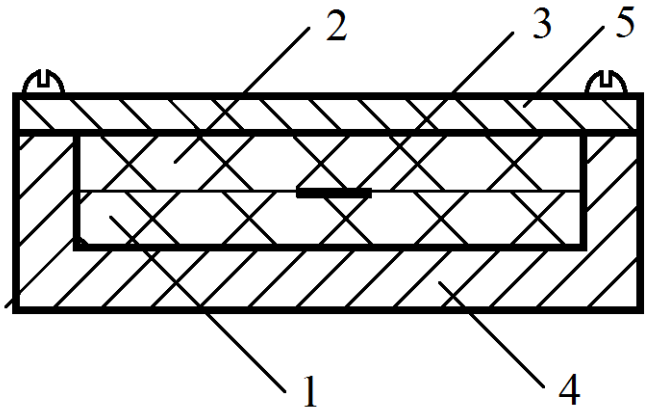


Рисунок 1.21 - Конструкция симметричной полосковой линии

Центральный проводник симметричной полосковой линии 3 изготавливается методом фотолитографии на одной из них. Важной

особенностью этих линий является необходимость устранения зазора между диэлектрическими пластинами. Это обеспечивается помещением диэлектрических пластин в металлический корпус 4 с крышкой 5, которая с помощью винтов прижимает диэлектрические пластины. Поверхности диэлектрических пластин 1 и 2, прилегающие к корпусу 4 и крышке 5, металлизируются для уменьшения активных потерь.

1.4.2 Несимметричная полосковая линия

Несимметричная полосковая линия (или микрополосковая линия) представляет собой (рисунок 1.22) диэлектрическую пластину с диэлектрической проницаемостью ε_r = 10 ... 16, одна сторона которой полностью металлизирована, а на другой стороне диэлектрической пластины расположен центральный проводник.

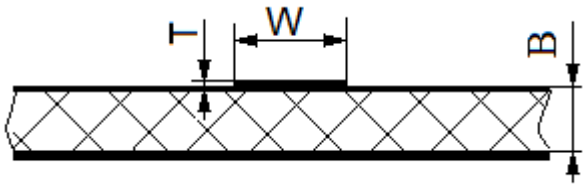


Рисунок 1.22 - Конструкция несимметричной полосковой линии

Основным типом волны такой линии является квази Т-волна, структура поля которой приведена на рисунке 1.23.

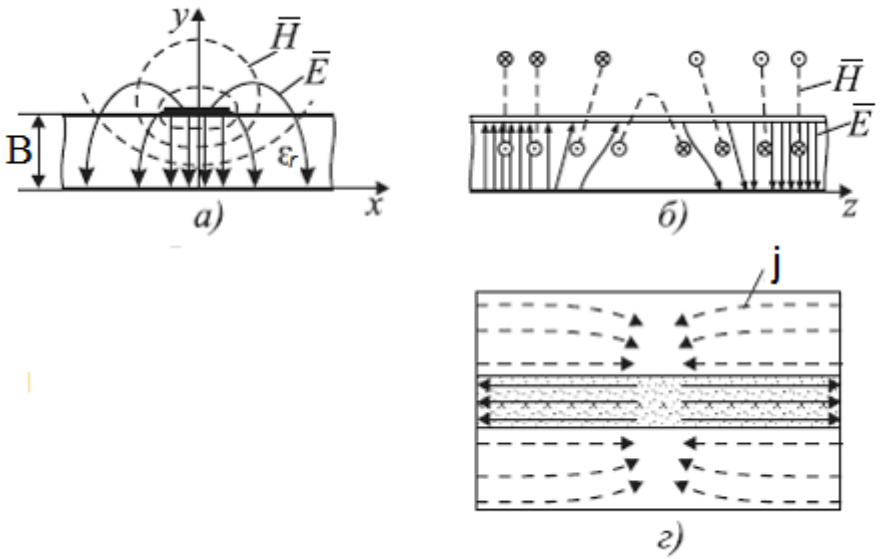


Рисунок 1.23 - Структура поля и тока проводимости в несимметричной полосковой линии

Из представленного рисунка видно, что в несимметричной линии основная часть энергии сосредоточена внутри диэлектрика вблизи центрального проводника. Энергия электромагнитной волны тем сильнее концентрируется в диэлектрике, чем больше диэлектрическая проницаемость подложки и больше частота сигнала. В структуре поля кроме поперечных присутствуют также продольные составляющие электрического и магнитного полей.

Продольные составляющие поля уменьшаются при уменьшении частоты сигнала и ими можно пренебречь при $\varepsilon_r > 10$ и частотах $f_0 < 1$ ГГц .

Диаграмма типов колебаний несимметричной полосковой линии приведена на рисунке 1.24, из которого видно, что основная квази Т-волна не имеет отсечки и распространяется в несимметричной полосковой линии в диапазоне частот от 0 и до бесконечности. Кроме основной квази Т-волны, в несимметричной полосковой линии также могут распространяться высшие типы волн.

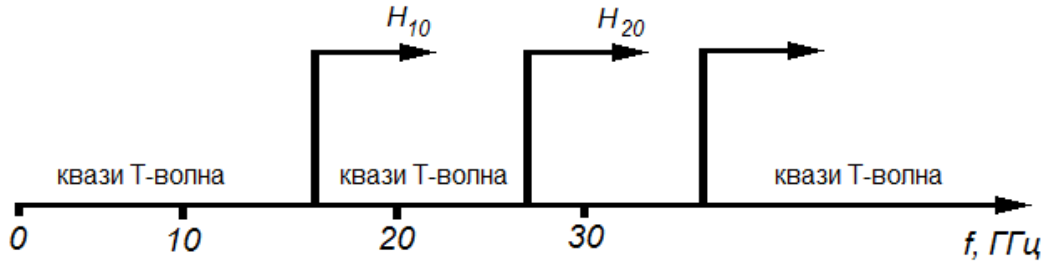


Рисунок 1.24 – Диаграмма типов колебаний несимметричной полосковой линии

Для большинства несимметричных линий, используемых на практике, первой волной высшего типа в несимметричной полосковой линии является гибридная волна H_{10}, которая возбуждается при частотах свыше 15 ГГц.

Волновое сопротивление и эффективная диэлектрическая проницаемость в общем случае зависят от частоты. Однако на частотах до 10 ГГц частотная зависимость волнового сопротивления и эффективной диэлектрической проницаемости в микрополосковой линии обычно настолько мала, что ею можно пренебречь. Поэтому на этих частотах при расчетах волнового сопротивления и эффективной диэлектрической проницаемости в большинстве случаев частотную зависимость не учитывают.

В квазистационарном приближении без учета зависимости параметров микрополосковой линии передачи от частоты волновое сопротивление Z_B и длина основной квази Т-волны Λ_B описываются приближенными соотношениями

$$Z_B = \frac{59.95}{\sqrt{0.475 \cdot \varepsilon_r + 0.67}} \ln\left(\frac{4B}{0.536 \cdot w + 0.67 \cdot T}\right), \qquad (1.47)$$

$$\Lambda_B = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\varepsilon_{эфф}}}, \qquad (1.48)$$

где $\varepsilon_{эфф} = \dfrac{\varepsilon_r + 1 + \dfrac{(\varepsilon_r - 1)}{k}}{2}$,

$$k = \begin{cases} \sqrt{1 + 12\dfrac{w}{B}} & \text{при } \dfrac{w}{B} > 1, \\ \dfrac{1}{0.04\left(1 + 12\dfrac{w}{B}\right)^2 + \dfrac{1}{\sqrt{1 + 12\dfrac{w}{B}}}} & \text{при } \dfrac{w}{B} < 1. \end{cases}$$

Погрешность вычисления волнового сопротивления и эффективной диэлектрической проницаемости не превышает 5% при $2.5 < \varepsilon_r < 6$, $W/B < 1.25$ и $0.1 < \dfrac{T}{W} < 0{,}8$.

Волновое сопротивление и эффективную диэлектрическую проницаемость можно также определить по таблицам и графикам.

Ниже в таблице 1.1 и на рисунках 1.25 – 1.26 приведены зависимости волнового сопротивления и эффективной диэлектрической проницаемости от параметров микрополосковой линии при $\varepsilon_r = 9.6$.

Таблица 1.1 - Волновое сопротивление Z_B и эффективная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{эфф}$ микрополосковой линии при $\varepsilon_r = 9.6$

$\dfrac{W}{B}$	$\dfrac{T}{B} = 0$		$\dfrac{T}{B} = 0.01$		$\dfrac{T}{B} = 0.1$	
	Z_B, Ом	$\varepsilon_{эфф}$	Z_B, Ом	$\varepsilon_{эфф}$	Z_B, Ом	$\varepsilon_{эфф}$
0. 10	109.03	5.82	106.80	5.67	97.88	5.11
0.125	103.21	5.85	101.37	5.72	93.57	6.19
0.15	98.46	5.88	96.90	5.76	89.96	5.26
0.175	94.44	5.90	93.01	5.79	86.83	5.33
0.200	90.96	6.93	89.77	5.83	84.05	5.38
0.225	87.90	5.95	86.83	6.86	81.6	5.43
0.25	85.16	5.97	84.2	6.66	79.36	5.47
0.275	82.68	5.99	81.81	5.91	77.31	5.51

0.3	80.42	6.01	79.63	6.94	76.47	5.55
0.325	78.36	6.03	77.62	5.96	73.67	6.59
0.375	74.64	6.07	74.02	6.0	70.5	5.65
0.425	71.41	6.11	70.87	6.06	67.71	5.71
0.475	67. 56	6.14	68.55	6.09	65.2	5.77
0.5	67.73	6.16	66.70	6.1	64.04	5.79
0.55	64.79	6.19	64.4	6.14	61.87	5.64
0.6	67.57	6.22	62.22	6.18	59.89	5.69
0.65	60.63	6.26	65.23	6.21	68.06	6.93
0.7	58.66	6.28	66.39	6.24	56.36	5.97
0.75	56.92	6.31	66.68	6.28	54.7	6.01
0.8	55.31	6.34	56.01	6.31	53.31	6.06
0.85	53.6	6.37	53.6	6.34	51.93	6.09
0.9	52.38	6.4	52.2	6.37	50.63	6.13
0.95	61.05	6.42	50.88	6.4	49.4	6.16
1.0	49.79	6.45	49.64	6.42	46.73	6.19
1.25	44.43	6.58	44.34	6.66	43.74	6.36
1.5	40.19	6.68	40.13	6.68	39.25	6.49
1.75	36.74	6.6	36.71	6.79	35.96	6.62
2.0	33.87	6.9	33.84	6.89	30.74	6.73
2.5	79.33	7.08	29.32	7.07	28.89	6.94
3.0	75.9	7.43	25.69	7.23	25.57	7.11
3.5	73.7	7.37	73.19	7.37	27.95	7.76
4.0	21.02	7.49	21.01	7.48	20.83	7.4
4.5	19.22	7.60	19.21	7.69	19.08	7.51
5.0	17.71	7.69	17.7	7.6	17.6	7.62
5.5	16.43	7.78	16.4	7.77	16.33	7.72
6.0	15.31	7.86	15.29	7.84	15.24	7.6
6.5	14.34	7.93	14.31	7.91	4.28	7.88
7.0	13.49	8.0	13.45	7.98	13.44	7.96
7.5	12.13	8.06	12.69	6.03	12.69	6.03
8.0	12.05	8.12	12.01	8.09	13.01	8.09
8.5	11.44	8.18	11.4	8.14	11.41	6.15

9.0	10.89	6.23	10.84	6.18	10.86	8.2
9.5	10.39	8.28	10.34	8.23	10.37	8.25
10.0	9.93	8.32	9.88	8.27	9.91	8.3

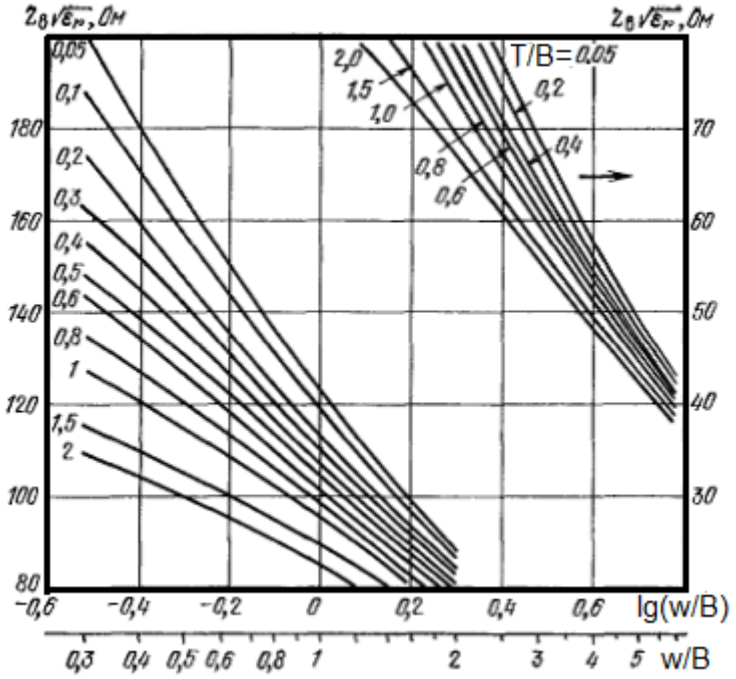


Рисунок 1.25 - Зависимость волнового сопротивления от параметров микрополосковой линии

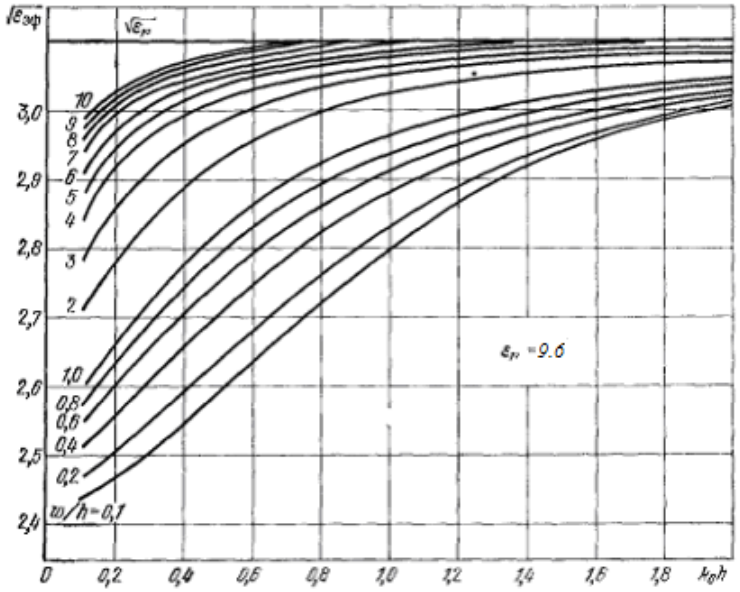


Рисунок 1.26 - Зависимость эффективной диэлектрической проницаемости от параметров микрополосковой линии при $\varepsilon_r = 9.6$.

В несимметричной полосковой линии поле сосредоточено не только внутри диэлектрика, но и в окружающем пространстве. Для устранения излучения волны в окружающее пространство и для защиты от внешних воздействий обычно используют экранированную несимметричную полосковую линию (рисунок 1.27).

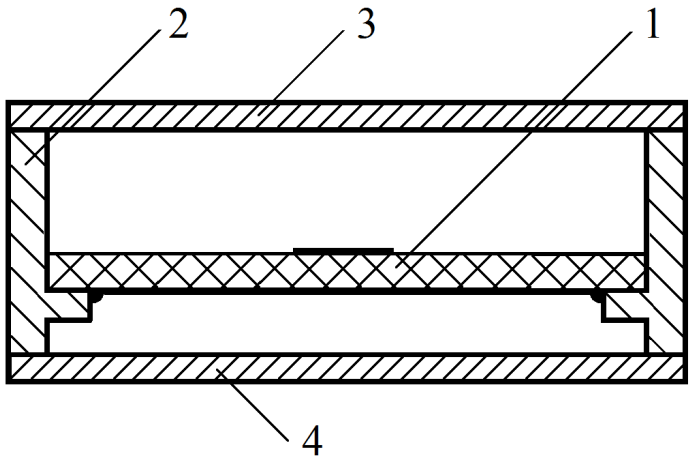


Рисунок 1.27 - Конструкция экранированной несимметричной полосковой линии

В таких конструкциях диэлектрическая пластина 1 припаивается к корпусу рамочного типа 2, к которому также припаиваются верхняя 3 и нижняя 4 металлические крышки.

Однако введение экрана оказывает влияние на параметры линии – на волновое сопротивление и эффективную диэлектрическую проницаемость.

Когда крышка металлического экрана удалена на расстояние, приблизительно в пять или шесть раз больше, чем толщина подложки, влиянием экрана на параметры несимметричной полосковой линии можно пренебречь.

2 ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ

2.1 Замена реальной линии передачи эквивалентной

Каждая линия передачи СВЧ-диапазона характеризуется рядом параметров, в том числе структурой электромагнитного поля, волновым сопротивлением, дисперсионной характеристикой.

На основе линий передач различных типов возможно создание большого числа разнообразных функциональных устройств - делителей мощности, частотно - избирательных систем, устройств для детектирования и преобразования СВЧ-сигналов, амплитудных и фазовых модуляторов и т.д.

Все эти и другие устройства, изготовленные на основе различных типов линий передач, имеют разные конструкции.

Однако в них есть и общие закономерности, позволяющие описать работу этих устройств независимо от используемого типа линий передач. Одной из таких общих закономерностей в линиях передачи является процесс распространения и преобразования энергии электромагнитной волны во всех устройствах независимо от примененного в них типа линии. Это позволяет анализировать происходящие в линии передачи процессы на модели линии передачи - эквивалентной двухпроводной линии.

Введение понятия эквивалентной линии передачи позволяет формализовать и существенно упростить процесс анализа СВЧ устройств, который для ряда параметров становится независимым от типа используемой линии передачи.

Кроме того, такой подход позволяет выбрать наиболее оптимальный принцип построения устройств, сравнить характеристики функционально одинаковых устройств, выполненных на основе линий передач различных типов.

Рассмотрим эквивалентную линию передачи. С ее помощью можно изучать процессы в любом типе линий передач СВЧ-энергии, если между

рядом параметров реальной и эквивалентной линий передач существует взаимно однозначное соответствие:

1. В реальной и эквивалентной линиях передачи распространяется только один тип волны.
2. Комплексная постоянная распространения $\gamma = \alpha + i\beta$ реальной и эквивалентной линий совпадают.
3. Волновые сопротивления реальной и эквивалентной линии равны.
4. Амплитуды напряжения в эквивалентной линии связаны с мощностью волны в реальной линии соотношениями

$$\left|\dot{U}_{пад}\right| = \sqrt{P_{пад}}e^{+\gamma x},$$
$$\left|\dot{U}_{отр}\right| = \sqrt{P_{отр}}e^{-\gamma x},$$

где $P_{пад}$ - активная мощность в реальной линии передачи, переносимая электромагнитной волной от генератора к нагрузке.

5. Фазы распределения напряжения в эквивалентной линии совпадают с фазами поперечной составляющей электрического поля $\dot{E}_{пад}$ в реальной линии

$$\arg(\dot{U}_{пад}) = \arg(\dot{E}_{пад})$$

Рассмотрим более подробно характеристики эквивалентной линии передачи.

2.2 Распределение напряжения в эквивалентной линии передачи

Отрезок эквивалентной линии передачи с Т-волной длиной Δx можно представить в виде эквивалентной схемы (рисунок 2.1).

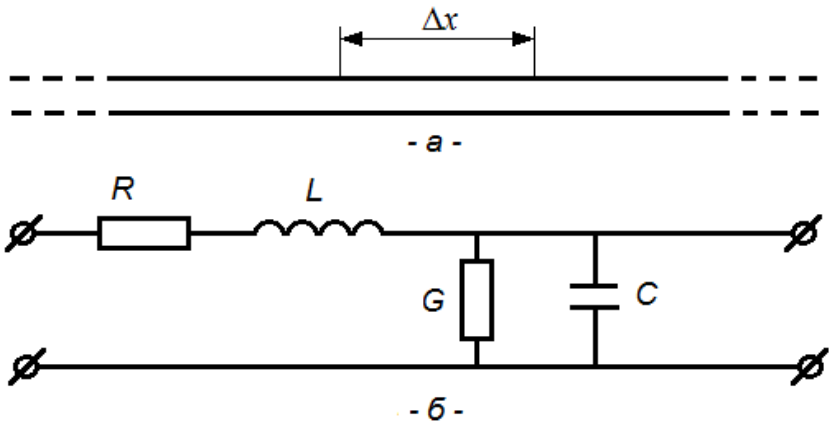


Рисунок 2.1 – Отрезок линии передачи длиной Δx (а) и его эквивалентная схема (б)

R , G , L и C представляют собой соответственно погонные активные составляющие сопротивления, проводимости, индуктивности и емкости. Величины R и G описывают активные потери в линии передачи соответственно за счет конечного сопротивления проводников и конечной проводимости диэлектрика между проводниками линии передачи, а L и C – погонные индуктивность и емкость.

Если параметры линии передачи не изменяются вдоль ее продольной оси *x*, то линия передачи является регулярной, и для нее комплексные напряжение и ток связаны телеграфными уравнениями второго порядка

$$\begin{cases} \dfrac{d^2\dot{U}}{dx^2} - Z \cdot Y \cdot \dot{U} = 0 \\ \dfrac{d^2\dot{I}}{dx^2} - Z \cdot Y \cdot \dot{I} = 0 \end{cases}, \qquad (2.1)$$

где $Z = R + i\omega L$,

$Y = G + i\omega C$,

ω - круговая частота, $\omega = 2\pi \cdot f$,

f - частота сигнала, распространяющегося в эквивалентной линии передачи.

Общее решение системы уравнений (2.1) можно записать в виде

$$\begin{cases} \dot{U}(x) = \dot{U}_{пад}(x) + \dot{U}_{отр}(x) = \dot{U}_{пад}(0)e^{+\gamma x} + \dot{U}_{отр}(0)e^{-\gamma x} \\ \dot{I}(x) = \dot{I}_{пад}(x) + \dot{I}_{отр}(x) = \dot{I}_{пад}(0)e^{+\gamma x} + \dot{I}_{отр}(0)e^{-\gamma x} \end{cases}, \qquad (2.2)$$

Здесь x - продольная координата,

γ - постоянная распространения, $\gamma = \alpha + i \cdot \beta$,

α - коэффициент затухания,

β - коэффициент фазы, $\beta = \dfrac{2\pi}{\Lambda_B}$,

Λ_B - длина волны в линии передачи,

$\dot{U}_{пад}(0)$, $\dot{U}_{отр}(0)$, $\dot{I}_{пад}(0)$, $\dot{I}_{отр}(0)$ - комплексные постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий.

Из соотношений (2.2) следует, что в каждой точке линии передачи напряжение $\dot{U}(x)$ и ток $\dot{I}(x)$ в общем случае состоят из двух взаимно независимых волн $\{\dot{U}_{пад}(0)e^{+\gamma x}, \dot{I}_{пад}(0)e^{+\gamma x}\}$ и $\{\dot{U}_{отр}(0)e^{-\gamma x}, \dot{I}_{отр}(0)e^{-\gamma x}\}$, распространяющихся соответственно в отрицательном и положительном направлениях оси x.

Распределение вдоль оси линии передачи напряжения и тока определяется постоянной распространения $\gamma = \alpha + i \cdot \beta$, в общем случае являющейся комплексным числом. Реальная часть α постоянной распространения γ обусловливает затухание, мнимая часть β - скорость изменения фазы от координаты x.

Рассмотрим характеристики линии передачи без потерь, для которой $\alpha = 0$. Для таких линий передач постоянная распространения γ имеет чисто мнимый характер, т.е. $\gamma = i \cdot \beta$.

В этом случае соотношение (2.2) преобразуется к виду

$$\begin{cases} \dot{U}(x) = \dot{U}_{пад}(0)e^{+i\beta x} + \dot{U}_{отр}(0)e^{-i\beta x} \\ \dot{I}(x) = \dot{I}_{пад}(0)e^{+i\beta x} + \dot{I}_{отр}(0)e^{-i\beta x} \end{cases}. \qquad (2.3)$$

Эти выражения описывают распределение напряжения и тока в линии передачи без потерь.

2.3 Коэффициент отражения, входное сопротивление и распределение напряжения и тока в линии передачи без потерь

Пусть генератор через линию передачи нагружен на произвольную комплексную нагрузку $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ (рисунок 2.2). Введем ось координат x, направленную от нагрузки в сторону генератора, причем значение $x = 0$ соответствует расположению нагрузки.

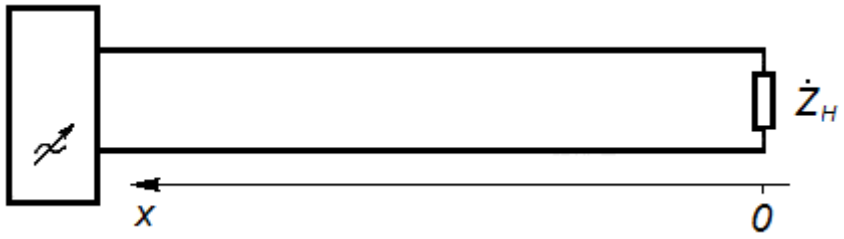


Рисунок 2.2 - Линия передачи, нагруженная на комплексное сопротивление $\dot{Z}_H$

Введем коэффициент отражения по напряжению в произвольной точке линии передачи соотношением

$$\dot{\Gamma}(x) = \frac{\dot{U}_{отр}(x)}{\dot{U}_{пад}(x)} = -\frac{\dot{I}_{отр}(x)}{\dot{I}_{пад}(x)}. \qquad (2.4)$$

Коэффициент отражения показывает соотношение амплитуд и фаз между падающей и отраженной от нагрузки волнами в линии передачи.

Соотношение (2.4) с учетом (2.3) можно преобразовать к виду

$$\dot{\Gamma}(x) = \frac{\dot{U}_{отр}(x)}{\dot{U}_{пад}(x)} = \frac{\dot{U}_{отр}(0)}{\dot{U}_{пад}(0)} e^{-i2\beta x} = \dot{\Gamma}_H \cdot e^{-i2\beta x} \qquad (2.5)$$

где $\dot{\Gamma}_H$ - коэффициент отражения в линии передачи при $x = 0$,

$$\dot{\Gamma}_H = \left|\dot{\Gamma}_H\right| e^{+i\varphi_н} = \frac{\dot{U}_{отр}(0)}{\dot{U}_{пад}(0)}. \qquad (2.6)$$

Из соотношений (2.5 - 2.6) следует, что модуль коэффициента отражения в любом сечении линии передачи постоянен, а фаза изменяется по закону $e^{-i2\beta x}$.

Входное сопротивление отрезка линии передачи длиной x, нагруженного на комплексное сопротивление $\dot{Z}_H$ - это отношение напряжения к току на входе отрезка линии передачи

$$\dot{Z}_{BX}(x) = R_{BX}(x) + i \cdot X_{BX}(x) = \frac{\dot{U}(x)}{\dot{I}(x)} = \frac{\dot{U}_{пад}(x) + \dot{U}_{отр}(x)}{\dot{I}_{пад}(x) + \dot{I}_{отр}(x)} =$$

$$= \frac{\dot{U}_{пад}(0)e^{+i\beta x} + \dot{U}_{отр}(0)e^{-i\beta x}}{\dot{I}_{пад}(0)e^{+i\beta x} - \dot{I}_{отр}(0)e^{-i\beta x}} = Z_B \cdot \frac{1 + \dot{\Gamma}_H e^{-i2\beta x}}{1 - \dot{\Gamma}_H e^{-i2\beta x}}. \qquad (2.7)$$

Здесь $Z_B = \frac{\dot{U}_{пад}(x)}{\dot{I}_{пад}(x)}$ - волновое сопротивление линии передачи, которое показывает соотношение между амплитудами напряжения и тока в бегущей волне.

Из соотношения (2.7) следует, что входное сопротивление отрезка линии передачи длиной x, нагруженного на комплексное сопротивление

$\dot{Z}_H$ - комплексная величина, зависящая от Z_B и $\dot{\Gamma}_H = \left|\dot{\Gamma}_H\right| e^{+i\varphi_н}$. Путем алгебраических преобразований из соотношения (2.7) можно получить выражение для коэффициента отражения

$$\dot{\Gamma}_H = \left|\dot{\Gamma}_H\right| e^{+i\varphi_н} = \frac{\dot{Z}_H - Z_B}{\dot{Z}_H + Z_B}. \qquad (2.8)$$

Из (2.8) следует, что комплексный коэффициент отражения $\dot{\Gamma}_H = \left|\dot{\Gamma}_H\right| e^{+i\varphi_н}$, характеризующий соотношение между амплитудами падающей и отраженной волн при $x = 0$ (т. е. в плоскости расположения нагрузки), зависит только от величины волнового сопротивления линии передачи Z_B и комплексного сопротивления нагрузки $\dot{Z}_H$.

Напряжение и ток в линии передачи, нагруженной на комплексное сопротивление $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$, описываются соотношениями (2.3), которые с учетом (2.5) и (2.6) преобразуются к виду

$$\begin{cases} \dot{U}(x) = \dot{U}_{пад}(x)[1 + \dfrac{\dot{U}_{отр}(x)}{\dot{U}_{пад}(x)}] = \dot{U}_{пад}(x)[1 + \dot{\Gamma}_H e^{-i2\beta x}] \\ \dot{I}(x) = \dot{I}_{пад}(x)[1 + \dfrac{\dot{I}_{отр}(x)}{\dot{I}_{пад}(x)}] = \dot{I}_{пад}(x)[1 - \dot{\Gamma}_H e^{-i2\beta x}] \end{cases}. \qquad (2.9)$$

Из этих соотношений путем преобразований можно получить выражения для модулей нормированного напряжения и тока в произвольном сечении линии передачи

$$\begin{cases} \left|U_H(x)\right| = \left|\dfrac{\dot{U}(x)}{\dot{U}_{пад}(x)}\right| = \sqrt{1 + \left|\dot{\Gamma}_H\right|^2 + 2\left|\dot{\Gamma}_H\right| \cos(2\beta x - \varphi_H)} \\ \left|I_H(x)\right| = \left|\dfrac{\dot{I}(x)}{\dot{I}_{пад}(x)}\right| = \sqrt{1 + \left|\dot{\Gamma}_H\right|^2 - 2\left|\dot{\Gamma}_H\right| \cos(2\beta x - \varphi_H)} \end{cases}. \qquad (2.10)$$

На рисунке 2.3 в качестве примера приведены рассчитанные по (2.10) зависимости $|U_H(x)|$ и $|I_H(x)|$ при $|\dot{\Gamma}_H|$=0.5 и $\varphi_H = \frac{\pi}{4}$.

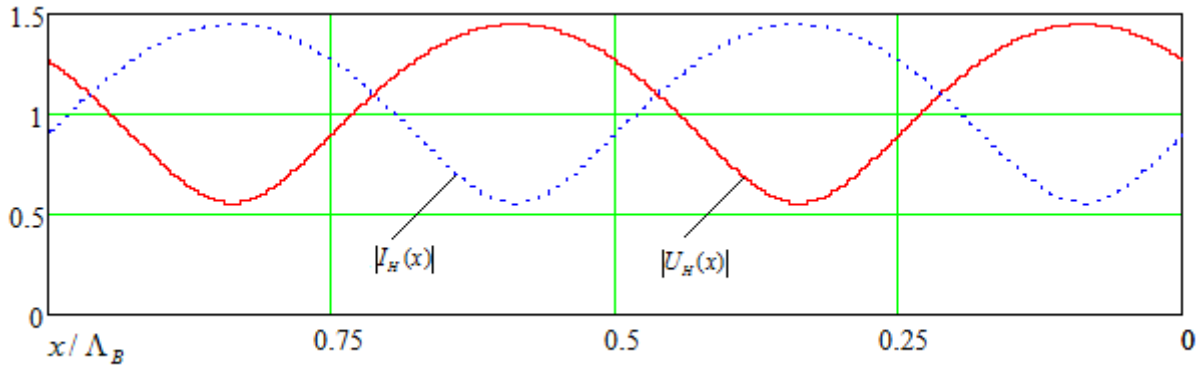


Рисунок 2.3 - Распределение нормированных напряжения $|U_H(x)|$ и тока $|I_H(x)|$ в линии передачи без потерь при $|\dot{\Gamma}_H|$=0.5 и $\varphi_H = \frac{\pi}{4}$.

Из представленных на рисунке 2.3 зависимостей и соотношений (2.10) можно сделать следующие выводы:

1. Нормированные напряжение и ток в линии передачи являются периодическими функциями координаты x .

2. Если в каком-либо сечении линии передачи имеет место минимум напряжения, то в этом же сечении имеет место максимум тока и наоборот.

3. Фазовый угол коэффициента отражения φ_H определяет лишь положение на оси x минимумов и максимумов и не влияет на их величины.

4. Нормированные амплитуды напряжения и тока имеют максимальные и минимальные значения, соответственно равные

$$|U_H(x)|_{\max} = \sqrt{1+|\dot{\Gamma}_H|}, \qquad |I_H(x)|_{\max} = \sqrt{1+|\dot{\Gamma}_H|},$$

$$|U_H(x)|_{\min} = \sqrt{1-|\dot{\Gamma}_H|}, \qquad |I_H(x)|_{\min} = \sqrt{1-|\dot{\Gamma}_H|}.$$

5. Отношение наибольшего значения напряжения к наименьшему для линии передачи без потерь есть величина постоянная и численно равная коэффициенту стоячей волны по напряжению

$$K_{ctV} = \frac{|U_H(x)|_{\max}}{|U_H(x)|_{\min}} = \frac{1+|\dot{\Gamma}_H|}{1-|\dot{\Gamma}_H|}. \qquad (2.11)$$

Иногда используют коэффициент бегущей волны $K_{бвV}$, величина которого определяется соотношением $K_{бвV} = \frac{1}{K_{ctV}}$.

Так как законы изменения от координаты x нормированного напряжения и тока отличаются только начальной фазой (они сдвинуты друг относительно друга на расстояние $\Lambda_B / 4$, а по форме одинаковы), далее будем рассматривать только распределение в линии передачи напряжения.

Рассмотрим распределение напряжения и входного сопротивления при различных значениях сопротивления нагрузки.

2.4 Распределение напряжения и входного сопротивления в линии передачи при $\dot{Z}_H = \infty$ (линия передачи разомкнута на конце)

При $\dot{Z}_H = \infty$ коэффициент отражения $\dot{\Gamma}_H$ согласно соотношению (2.8)

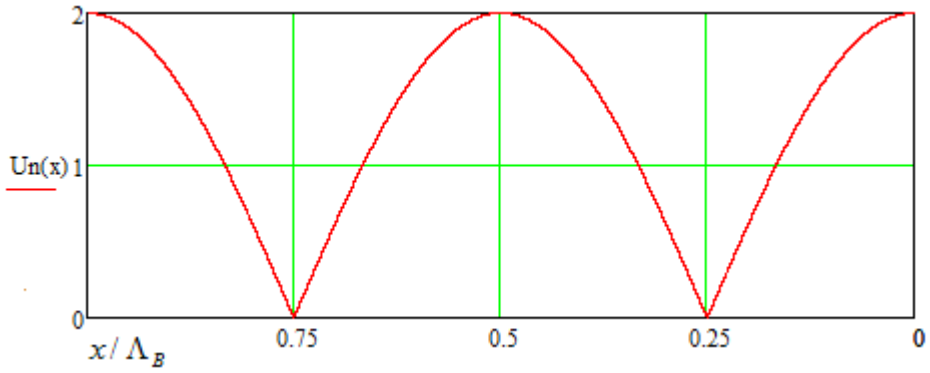
$$\dot{\Gamma}_H = 1 \quad , \quad |\dot{\Gamma}_H| = 1 \ , \ \varphi_H = 0 .$$

Тогда из (2.10) и (2.7) получим следующие выражения для нормированного напряжения и входного сопротивления

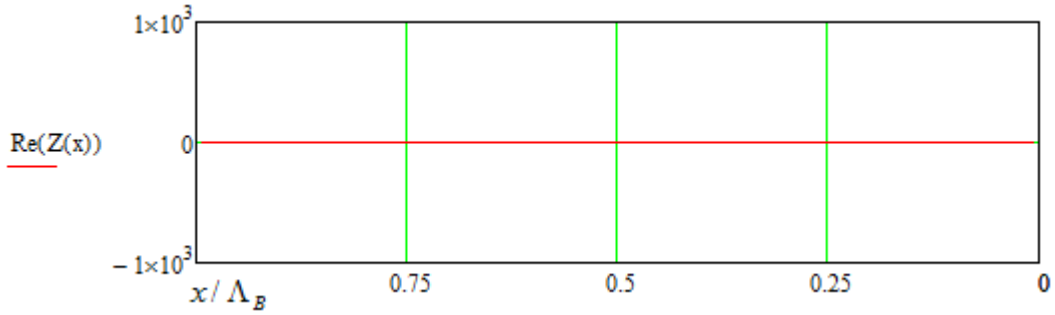
$$|U_H(x)| = \sqrt{2 + 2\cos(2\beta x)} = 2|\cos(\beta x)|, \qquad (2.12)$$

$$\dot{Z}_{BX}(x) = R_{BX}(x) + i \cdot X_{BX}(x) = Z_B \frac{1+e^{-i2\beta x}}{1-e^{-i2\beta x}} = 0 - iZ_B \cdot ctg(2\beta x). \qquad (2.13)$$

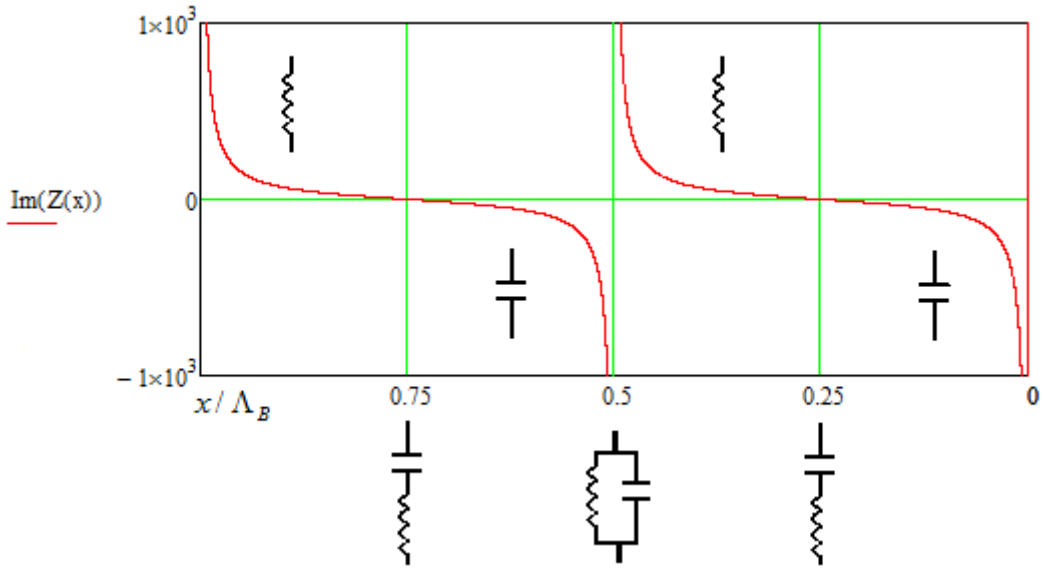
На рисунке 2.4 приведены построенные по соотношениям (2.12 - 2.13) зави-



- а -



- б –



- в -

Рисунок 2.4 - Распределение напряжения $|U_H(x)|$ (а), активной $R_{BX}(x)$ (б) и реактивной $X_{BX}(x)$ (в) составляющих входного сопротивления $\dot{Z}_{BX}(x) = R_{BX}(x) + i \cdot X_{BX}(x)$ от координаты x при $\dot{Z}_H = \infty$ (линия передачи разомкнута на конце

симости нормированного напряжения $|U_H(x)|$, активной $R_{BX}(x)$ и реактивной $X_{BX}(x)$ составляющих входного сопротивления $\dot{Z}_{BX}(x) = R_{BX}(x) + i \cdot X_{BX}(x)$ от координаты x при $\dot{Z}_H = \infty$ (линия передачи разомкнута на конце).

Из соотношений (2.11), (2.12) и рисунка 2.4 можно сделать следующие выводы:

1. Входное сопротивление линии передачи, разомкнутой на конце, имеет чисто реактивный характер, так как $\dot{Z}_{BX}(x) = R_{BX}(x) + i \cdot X_{BX}(x) = 0 - iZ_B \cdot ctg(2\beta x)$.

2. На конце линии передачи (т.е. при $x = 0$) входное сопротивление равно сопротивлению нагрузки ($X_{BX}(0) = \infty$), а напряжение имеет максимум.

3. Минимумы напряжения совпадают с минимумами входного сопротивления, а максимумы - с максимумами. Минимумы сдвинуты относительно максимумов вдоль продольной оси линии передачи на четверть длины волны $\frac{\Lambda_B}{4}$.

4. Распределение входного сопротивления $X_{BX}(x)$ и напряжения $|U_H(x)|$ вдоль оси линии передачи являются периодическими функциями с периодом $\frac{\Lambda_B}{2}$.

5. Входное сопротивление разомкнутого на конце отрезка линии передачи

- при $0.25 > \frac{x}{\Lambda_B} > 0$ имеет емкостный характер, т.к. $R_{BX}(x) = 0$, $X_{BX}(x) < 0$;
- при $0.5 > \frac{x}{\Lambda_B} > 0.25$ имеет индуктивный характер, т.к.; $R_{BX}(x) = 0$, $X_{BX}(x) > 0$;
- при $\frac{x}{\Lambda_B} = 0.25$ отрезок линии передачи эквивалентен последовательному колебательному контуру;

- при $\frac{x}{\Lambda_B} = 0.5$ отрезок линии передачи эквивалентен параллельному колебательному контуру.

2.5 Распределение напряжения и входного сопротивления в линии передачи при $\dot{Z}_H = 0$ (линия передачи короткозамкнута на конце)

При сопротивлении нагрузки $\dot{Z}_H = 0$ (режим короткого замыкания) распределение напряжения и входного сопротивления определяются аналогично

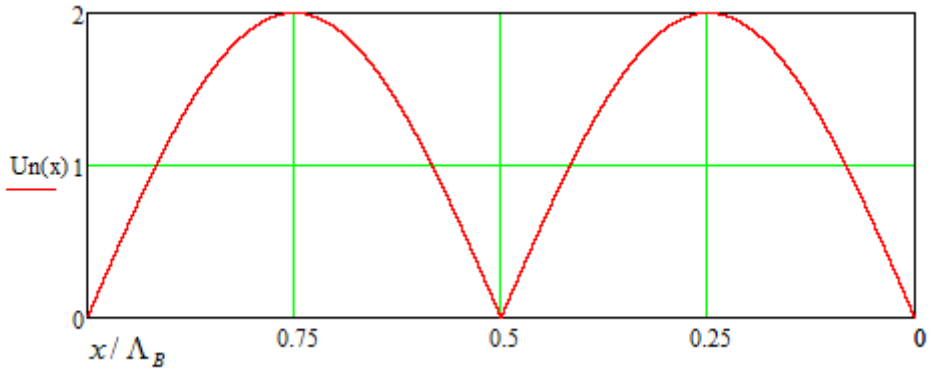
$$\dot{\Gamma}_H = -1,\ \left|\dot{\Gamma}_H\right| = 1\ ,\ \varphi_H = \pi\ , \tag{2.14}$$

$$\left|U_H(x)\right| = 2\left|\sin(\beta x)\right|,\ \ ) \tag{2.15}$$

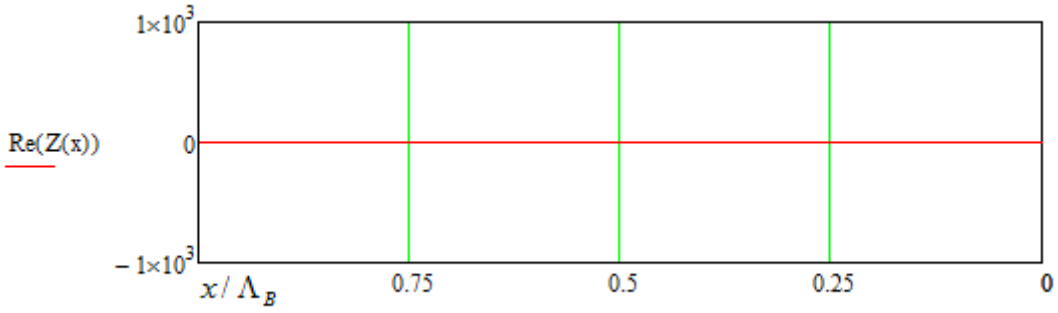
$$\dot{Z}_{BX}(x) = iZ_B \cdot tg(2\beta x)\ . \tag{2.16}$$

На рисунке 2.5 приведены построенные по соотношениям (2.15) и (2.16) распределения напряжения и входного сопротивления при $\dot{Z}_H = 0$

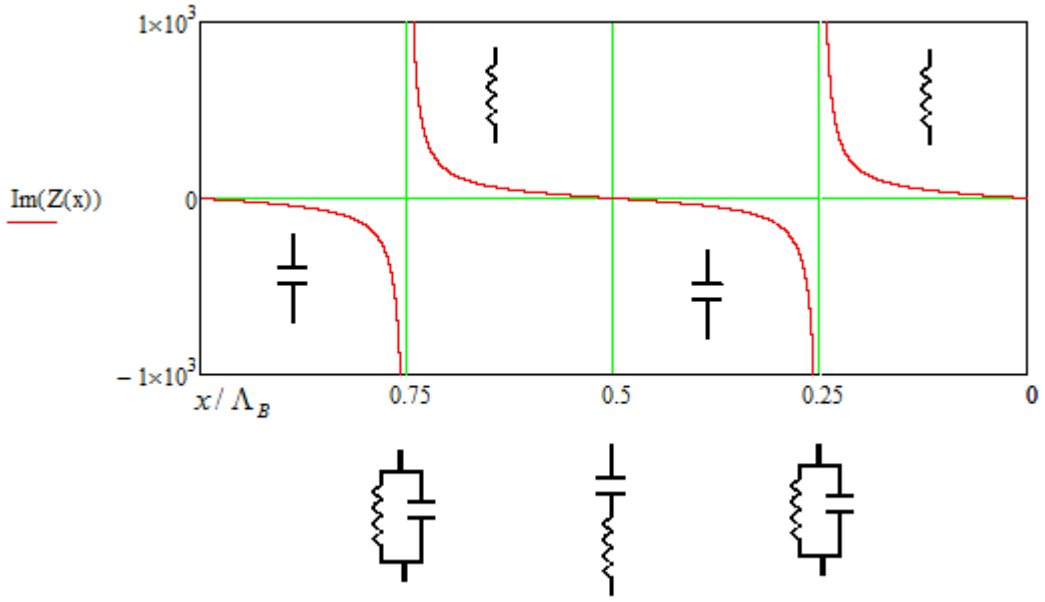
Распределение напряжения и входного сопротивления линии передачи, короткозамкнутой на конце, имеет те же особенности, что и в линии передачи, разомкнутой на конце. Отличаются распределение напряжения и входного сопротивления вдоль оси линии передачи только начальной фазой - при $x = 0$ входное сопротивление и напряжение имеют минимум, равный нулю.



- а -



- б -

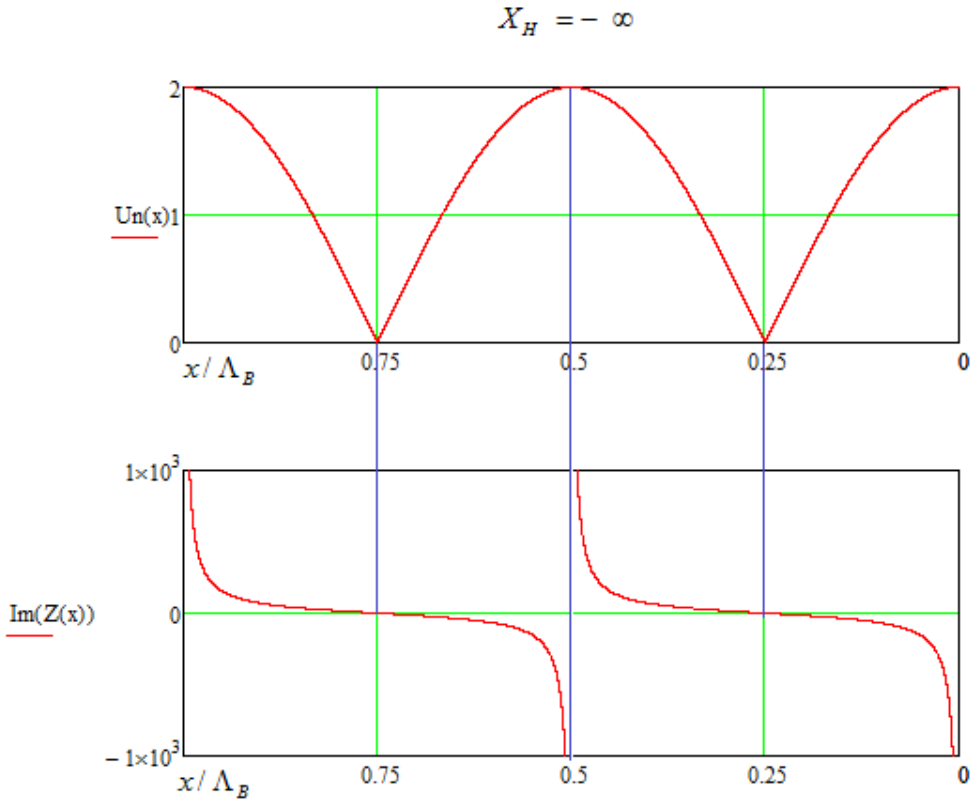


- в -

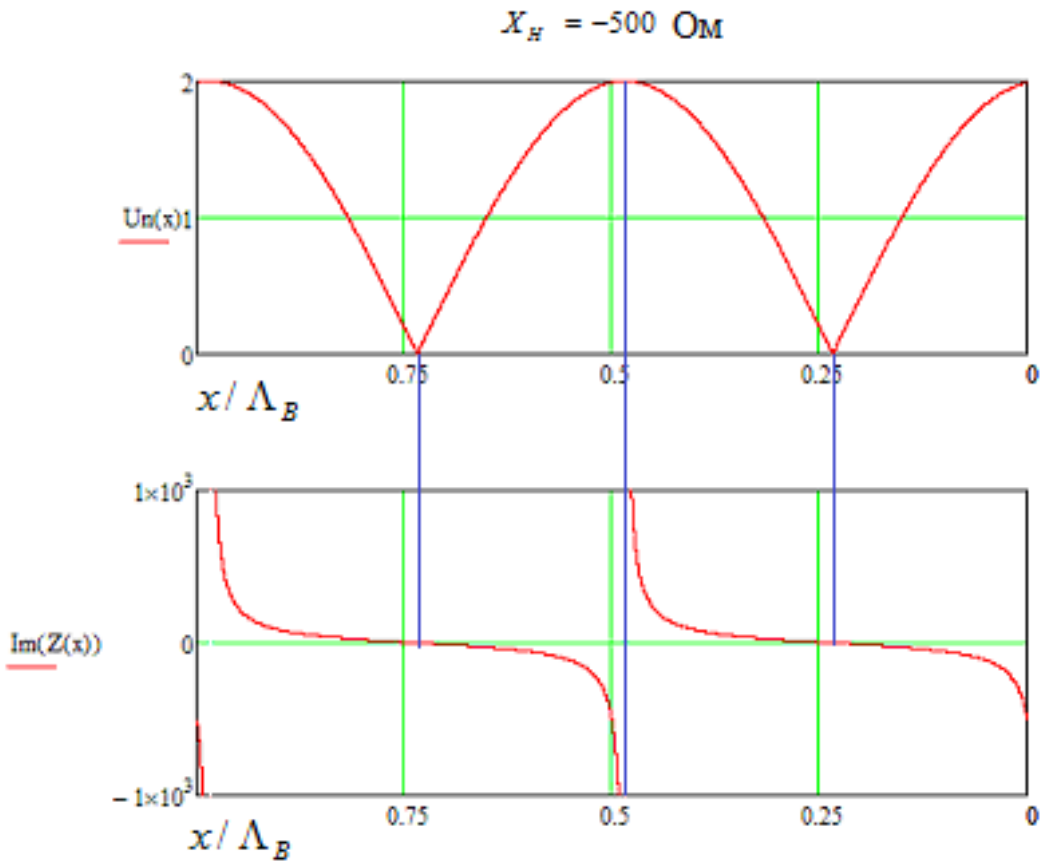
Рисунок 2.5 - Распределение напряжения и входного сопротивления в линии передачи при $\dot{Z}_H = 0$ (линия передачи, короткозамкнутая на конце)

2.6 Распределение напряжения и входного сопротивления в линии передачи при $\dot{Z}_H = iX_H$, $R_H = 0$ (реактивная нагрузка)

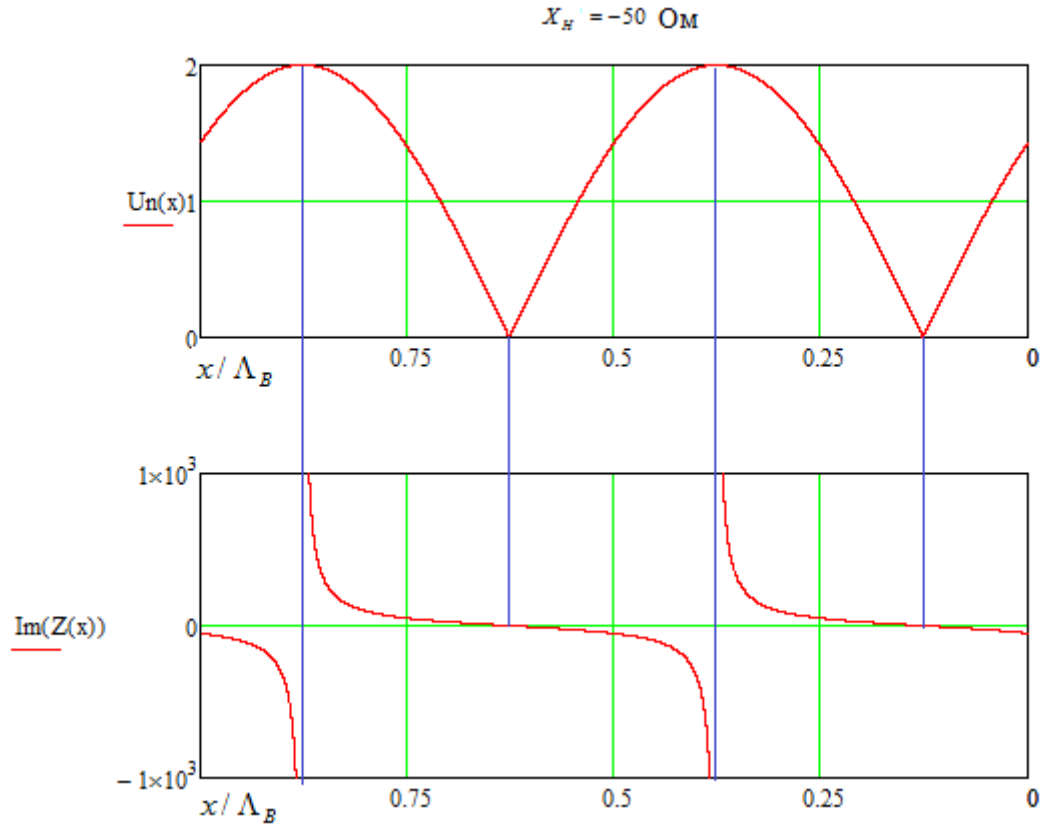
При включении в качестве нагрузки реактивного сопротивления ($\dot{Z}_H = iX_H$, $R_H = 0$) зависимости напряжения и входного сопротивления в линии передачи определяются соотношениями (2.10) и (2.7) и для разных значений реактивной нагрузки показаны на рисунке 2.6.



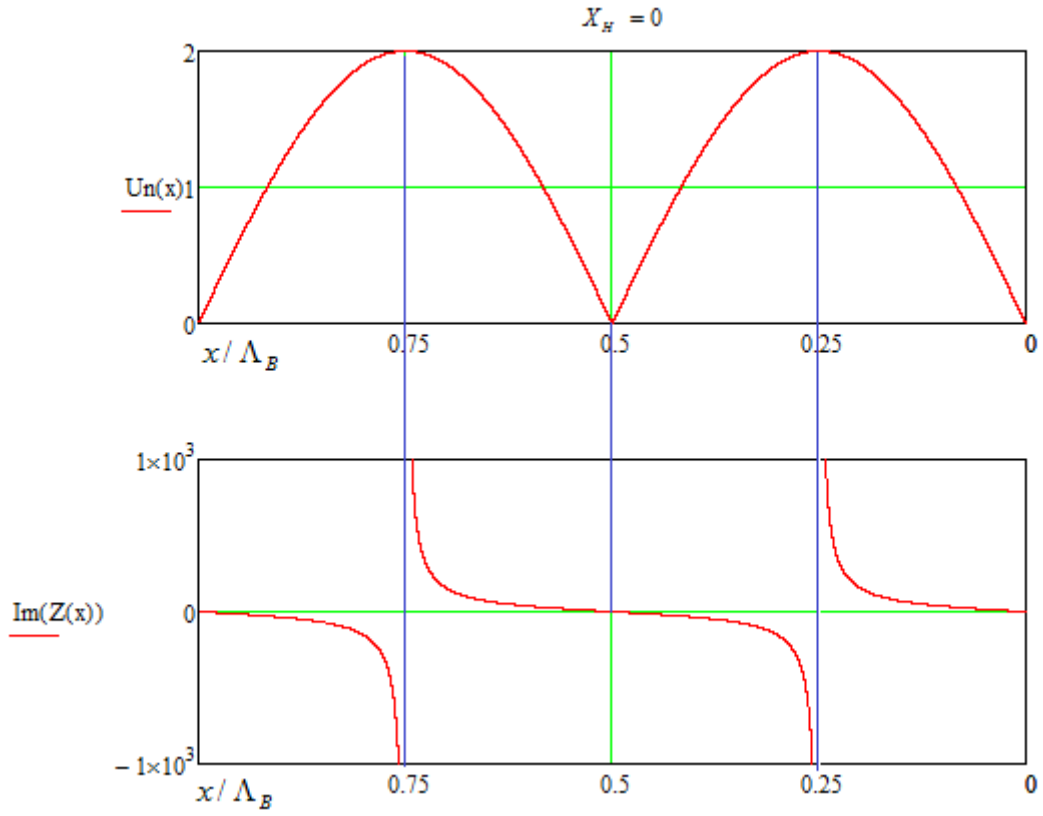
- а –


$X_н$ = −500 Ом
2
Un(x)1
0
0.75
0.5
0.25
0
x / Λ_B
1×10^3
Im(Z(x))
0
-1×10^3
0.75
0.5
0.25
0
x / Λ_B

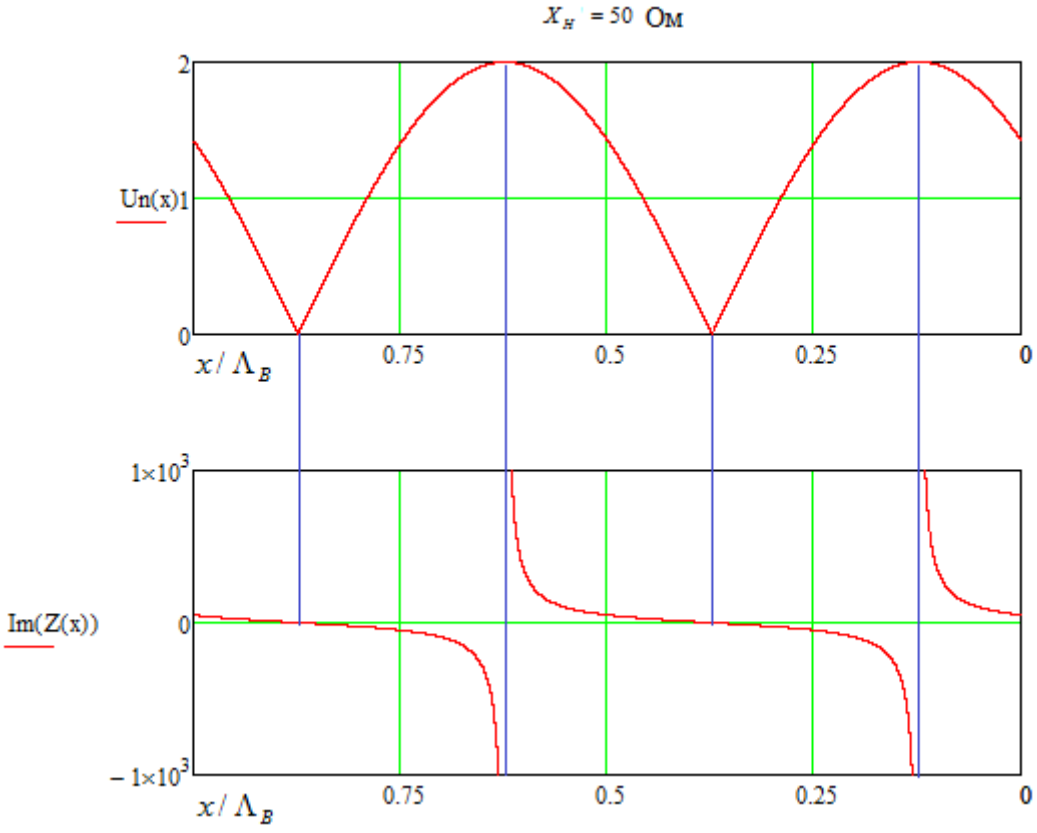
- б -


$X_н$ = −50 Ом
2
Un(x)1
0
0.75
0.5
0.25
0
x / Λ_B
1×10^3
Im(Z(x))
0
-1×10^3
0.75
0.5
0.25
0
x / Λ_B

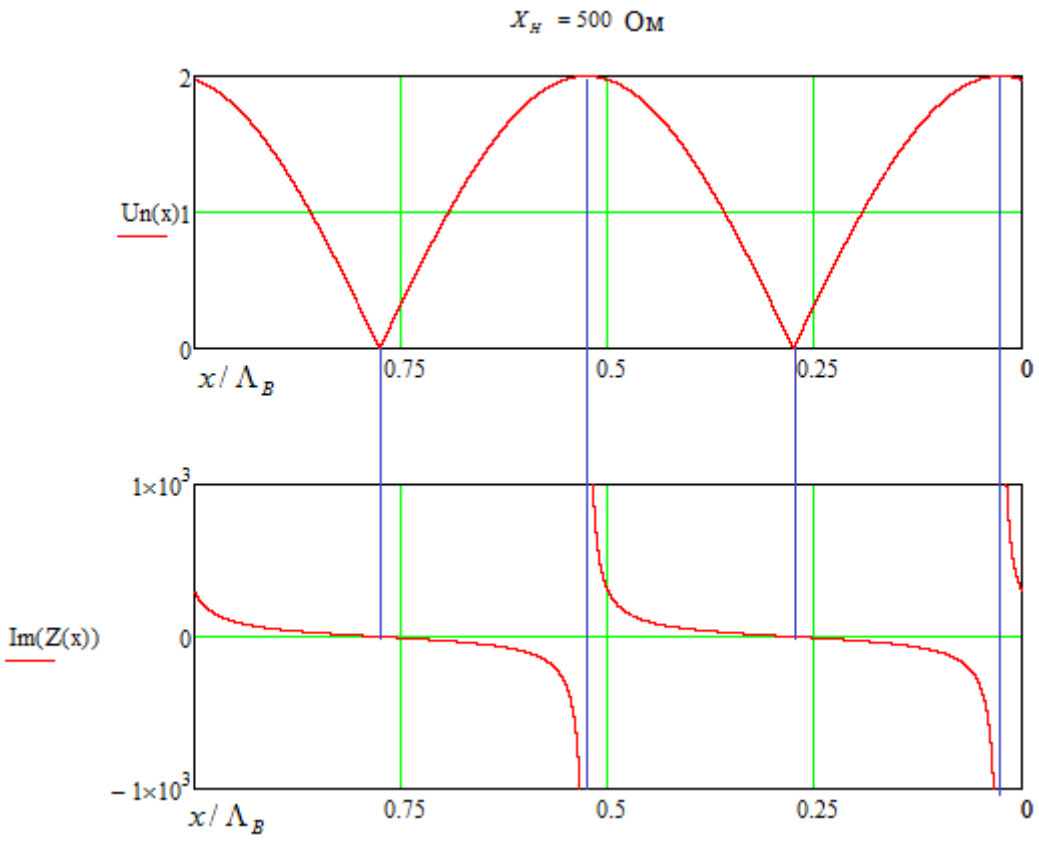
- В -


$X_н = 0$
2
Un(x)1
0
x / Λ_B
0.75
0.5
0.25
0
1×10^3
Im(Z(x))
0
-1×10^3
x / Λ_B
0.75
0.5
0.25
0

- Г -


$X_н = 50$ Ом
2
Un(x)1
0
x / Λ_B
0.75
0.5
0.25
0
1×10^3
Im(Z(x))
0
-1×10^3
x / Λ_B
0.75
0.5
0.25
0

- д -



- е -

Рисунок 2.6 - Распределение напряжения и входного сопротивления в линии передачи без потерь при различных значениях реактивной нагрузки:

$X_H = -\infty$ (а), $X_H = -500$ Ом (б), $X_H = -50$ Ом (в),

$X_H = 0$ (г), $X_H = 50$ Ом (д), $X_H = 500$ Ом (е)

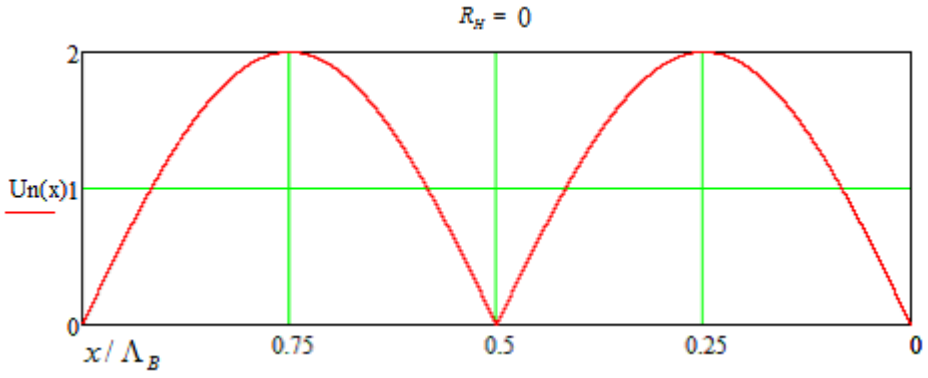
Из представленных на рисунках 2.6 зависимостей и соотношений (2.10), (2.7) можно сделать следующие выводы:

1. Минимумы и максимумы входного сопротивления и напряжения вдоль оси линии передачи совпадают. Так как $|\dot{\Gamma}_H| = 1$, то в линии передачи существует режим стоячих волн.

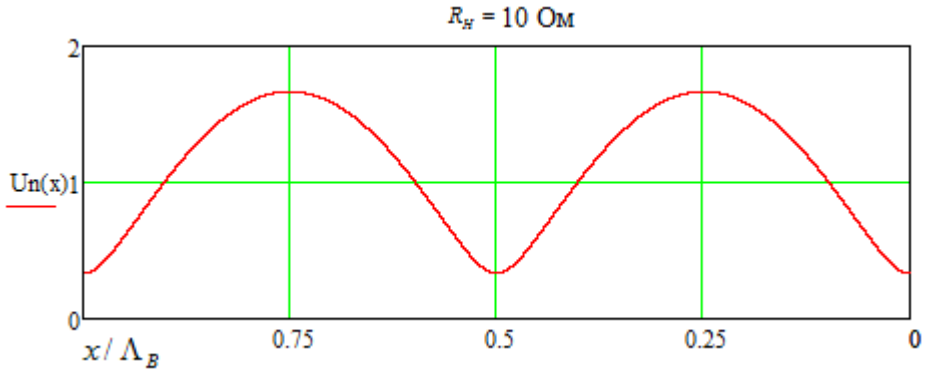
2. При изменении величины реактивности нагрузки X_H распределения напряжения и входного сопротивления смещаются одновременно влево или вправо вдоль продольной оси линии передачи x, причем всегда на конце линии входное сопротивление численно равно сопротивлению нагрузки, т.е. $\dot{Z}_{BX}(0) = Z_H = iX_H$.

2.7 Распределение напряжения и входного сопротивления в линии передачи при $\dot{Z}_H = R_H$, $X_H = 0$ (активная нагрузка)

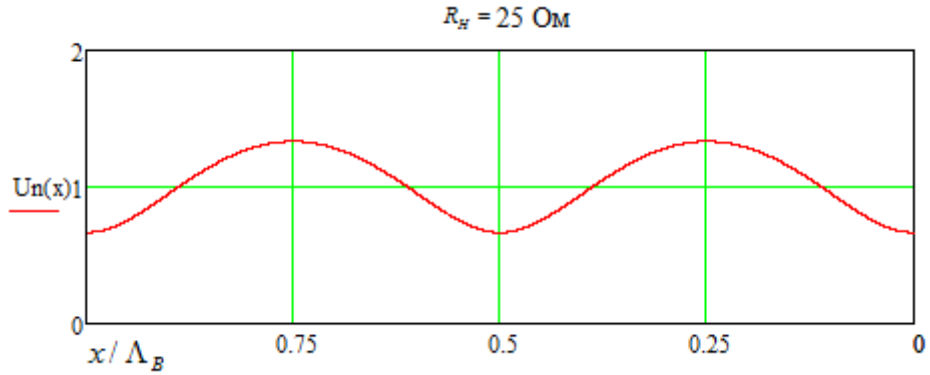
Если нагрузка линии передачи является активной ($\dot{Z}_H = R_H$, $X_H = 0$), то входное сопротивление $\dot{Z}_{BX}(x) = R_{BX}(x) + iX_{BX}(x)$ в общем случае при произвольном значении x является величиной комплексной, т.е. имеет активную и реактивную составляющие. На рисунке 2.7 приведены рассчитанные по (2.10) распределения напряжении в линии передачи при различных сопротивлениях нагрузки $\dot{Z}_H = R_H$



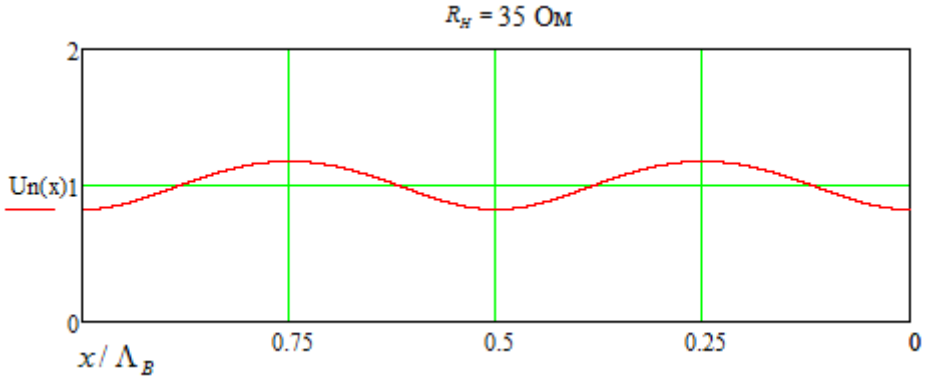
- а -


$R_н$ = 10 Ом
2
Un(x)1
0
0.75
0.5
0.25
0
x / Λ_B

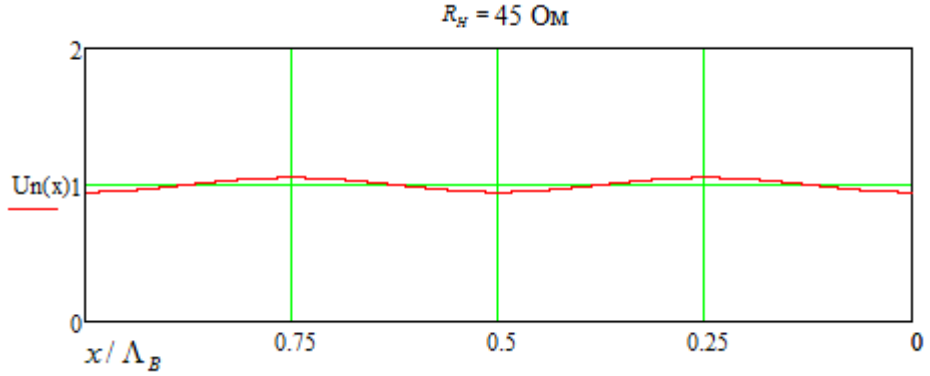
- б -


$R_н$ = 25 Ом
2
Un(x)1
0
0.75
0.5
0.25
0
x / Λ_B

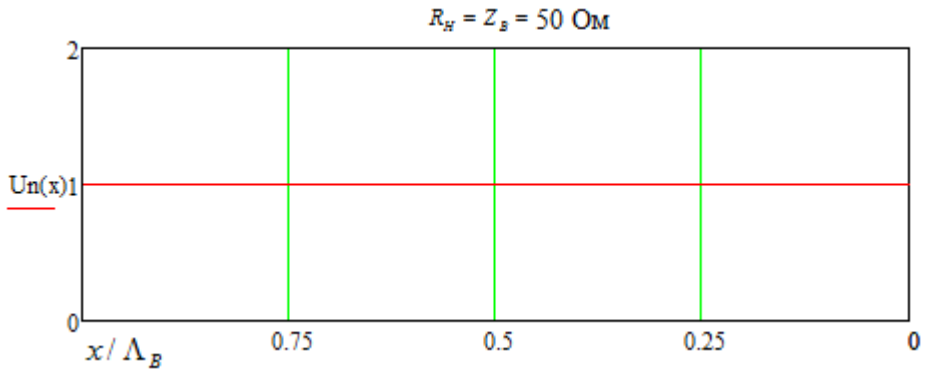
- в -


$R_н$ = 35 Ом
2
Un(x)1
0
0.75
0.5
0.25
0
x / Λ_B

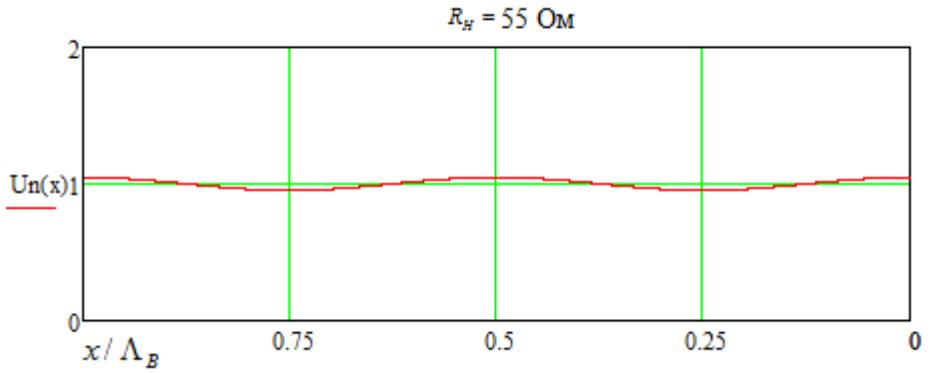
- г -


$R_н$ = 45 Ом
2
Un(x)1
0
0.75
0.5
0.25
0
x / Λ_B

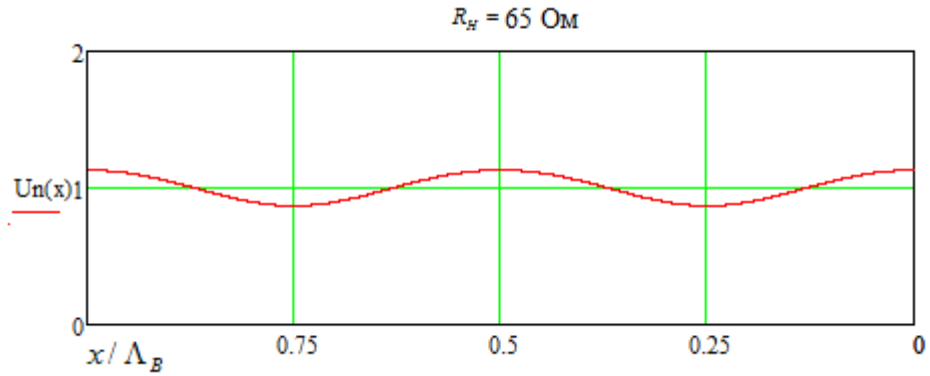
- д -


$R_н = Z_в = 50$ Ом
2
Un(x)1
0
x / Λ_B
0.75
0.5
0.25
0

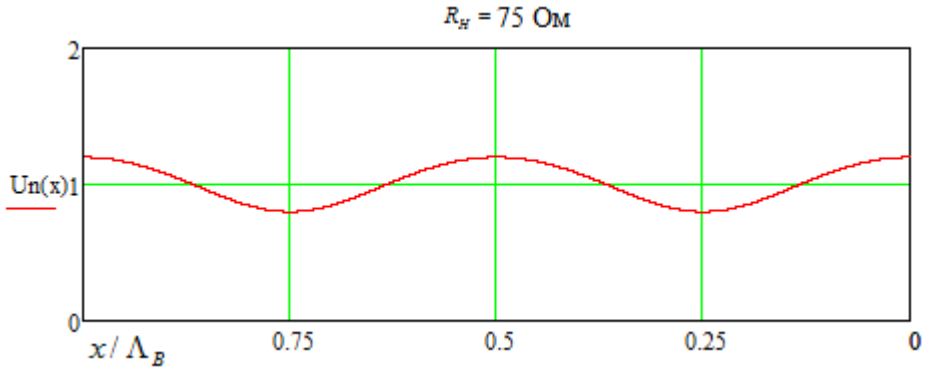
- е -


$R_н = 55$ Ом
2
Un(x)1
0
x / Λ_B
0.75
0.5
0.25
0

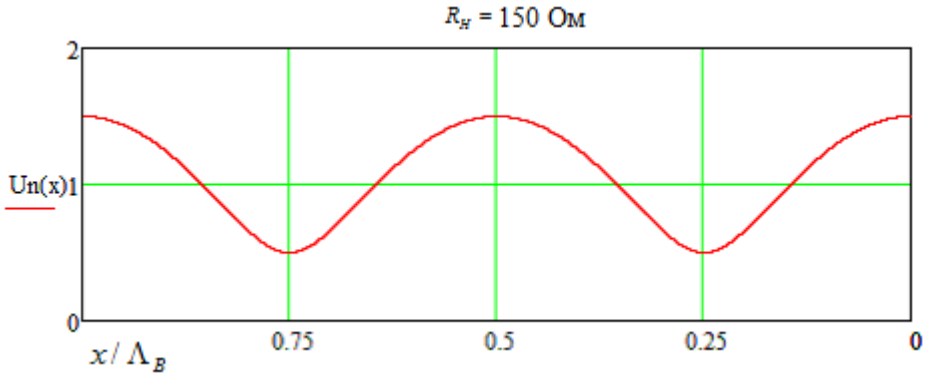
- ж -


$R_н = 65$ Ом
2
Un(x)1
0
x / Λ_B
0.75
0.5
0.25
0

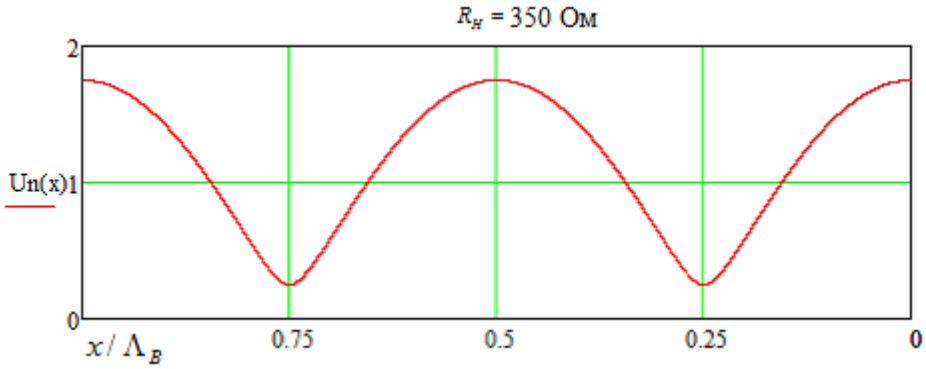
- з -


$R_н = 75$ Ом
2
Un(x)1
0
x / Λ_B
0.75
0.5
0.25
0

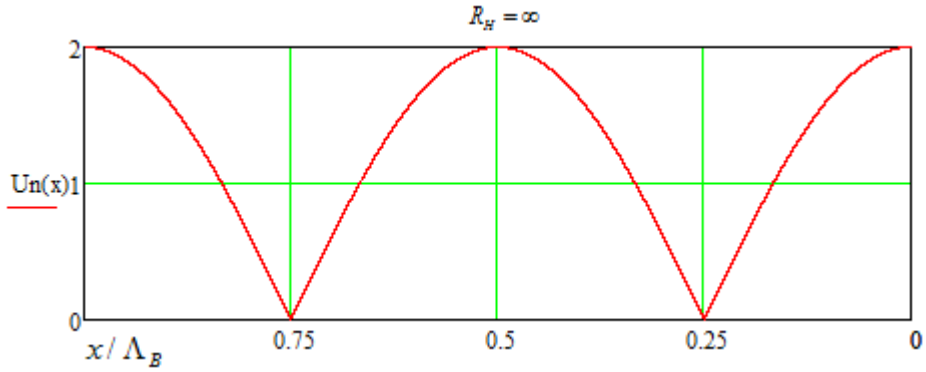
- и -



- к -



- л -



- м -

Рисунок 2.7 - Распределение напряжения и входного сопротивления в линии передачи при различных значениях активной нагрузки $\dot{Z}_H = R_H$

Из соотношения (2.9) и рисунка 2.7 можно сделать следующие выводы:

1. На конце линии передачи всегда имеет место экстремум напряжения (максимум иди минимум).
2. При $\dot{Z}_H = R_H = \infty$ имеет место режим холостого хода в линии передачи (рисунок 2.7). Особенности распределения напряжения и входного сопротивления в разомкнутой на конце линии передачи рассмотрены выше.
3. По мере уменьшения сопротивления нагрузки R_H до значения $\dot{Z}_H = R_H = Z_B = 50$ Ом величина минимума напряжения увеличивается, а максимума - уменьшается.
4. При $\dot{Z}_H = R_H = Z_B = 50$ Ом распределение напряжении в линии передачи представляет собой прямую линию, в этом случае в линии передачи существует только падающая волна; отраженная волна отсутствует.
5. По мере дальнейшего уменьшения сопротивления нагрузки $\dot{Z}_H = R_H$ величина минимального значения напряжения уменьшается, а максимального - увеличивается. При этом положение максимумов и минимумов по сравнению с распределением напряжения при $\dot{Z}_H = R_H > Z_B = 50$ Ом меняются местами.
6. При $\dot{Z}_H = R_H = 0$ обеспечивается режим короткого замыкания.

2.8 Распределение напряжения и входного сопротивления в линии передачи при $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ (комплексная нагрузка)

Если нагрузкой линии передачи является комплексная нагрузка $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$, то в линии передачи существует режим смешанных волн. На рисунке 2.8 в качестве иллюстрации приведено рассчитанные по (2.10) и (2.7) распределение напряжения и входного сопротивления линии передачи при $Z_B = 50$ Ом и $\dot{Z}_H = R_H + iX_H = 100 + i \cdot 150$ Ом.

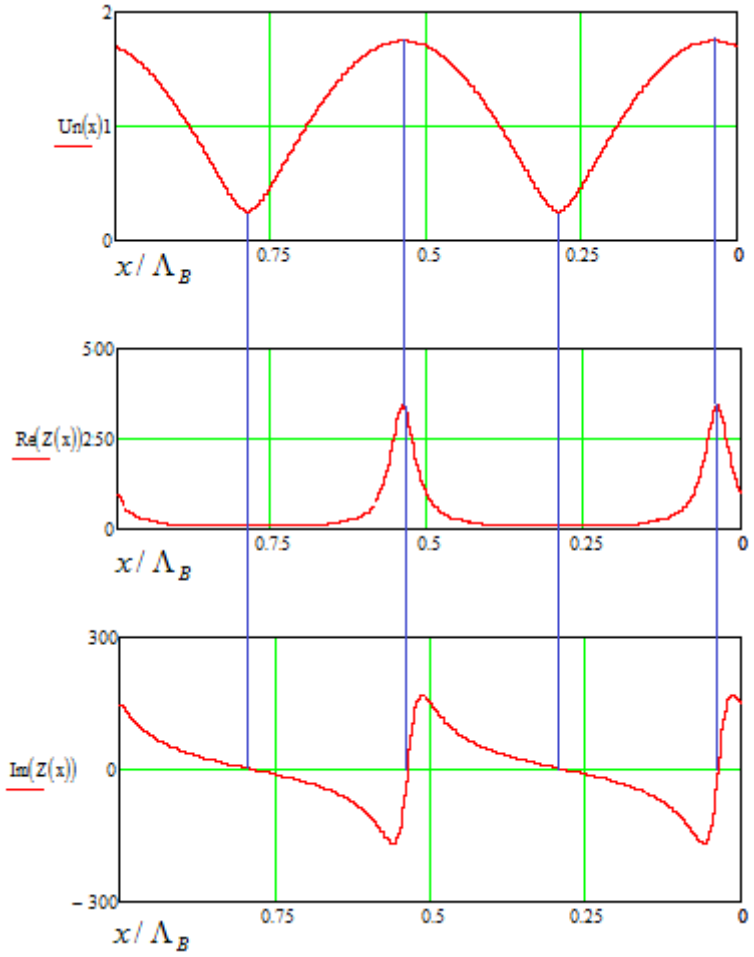


Рисунок 2.8 Распределение напряжения и входного сопротивления в линии передачи при $Z_B = 50$ Ом и комплексной нагрузке $\dot{Z}_H = R_H + iX_H = 100 + i \cdot 150$ Ом

Из представленных на рисунке 2.8 результатов и соотношений (2.10) и (2.7) следует, что при комплексной нагрузке $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ в линии передачи экстремумы напряжения $|U_H(x)|$ совпадают с экстремумами активной составляющей входного сопротивления $R_{BX}(x)$, причем в точках экстремумов реактивная составляющая входного сопротивления равна нулю $X_{BX}(x)$=0.

Экстремумы напряжения не совпадают с концом линии передачи.

Положения экстремумов напряжения и входного сопротивления в распределении вдоль оси линии передачи определяются фазой коэффициента отражения φ_H, а их значения – модулем коэффициента отражения $\left|\dot{\Gamma}_H\right|$.

3 СОГЛАСОВАНИЕ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

Любое СВЧ-устройство можно представить в виде генератора и нагрузки, которые связаны между собой линией передачи (рисунок 3.1).

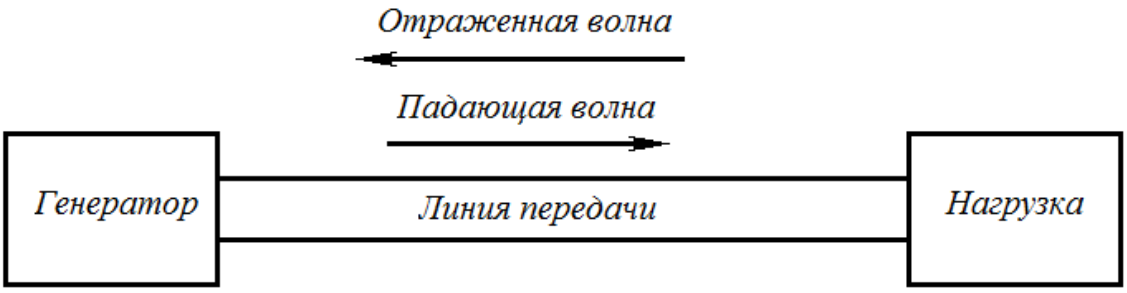


Рисунок 3.1 - Генератор и нагрузка, связанные между собой линией передачи

В общем случае в линии передачи распространяются в направлении от генератора к нагрузке падающая волна и в направлении от нагрузки к генератору отраженная волна.

По соотношению между отраженной и падающей волнами различают три режима работы линии передачи:

1. Режим бегущей волны, при котором в линии передачи существует только падающая волна, отраженная волна отсутствует.
2. Режим стоячей волны, при котором в линии передачи существует падающая волна и отраженная волна, причем их амплитуды равны.
3. Смешанный режим, при котором в линии передачи существует падающая волна и отраженная волна, причем амплитуда отраженной волны меньше амплитуды падающей волны.

В большинстве случаев стремятся реализовать режим бегущей волны, так как в этом режиме

- мощность, поступающая в нагрузку от генератора, максимальна;
- по линии передачи можно передать в нагрузку максимальную

мощность;

- влияние нагрузки на работу генератора СВЧ минимально.

Для реализации режима бегущей волны применяют согласование. Наиболее часто для этого применяют узкополосное согласование нагрузки с генератором, при котором отраженная волна отсутствует только на одной фиксированной частоте.

3.1 Обычное и сопряженное согласование

При описании явлений передачи энергии от генератора к нагрузке можно воспользоваться эквивалентной схемой, состоящей из генератора и нагрузки и представленной на рисунке 3.2 .

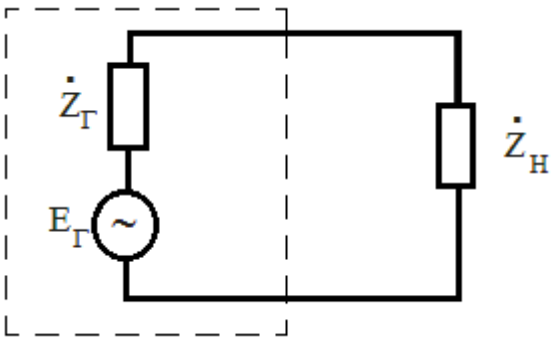


Рисунок 3.2 - Эквивалентная схема генератора с подключенной нагрузкой

Величина активной мощности, поглощенной в нагрузке, зависит от сопротивления генератора $\dot{Z}_Г = R_Г + iX_Г$ и сопротивления нагрузки $\dot{Z}_Н = R_Н + iX_Н$, которые в общем случае являются величинами комплексными.

Существуют два способа согласования нагрузки с генератором - обычное и сопряженное.

При обычном согласовании обеспечивается режим, при котором волна распространяется только в направлении от генератора к нагрузке; отраженная от нагрузки волна отсутствует. Режим обычного согласования обеспечивается, если величина комплексного коэффициента отражения равна нулю

$$\dot{\Gamma}_H = \left|\dot{\Gamma}_H\right| \exp(i\varphi_H) = \frac{\dot{Z}_H - \dot{Z}_\Gamma}{\dot{Z}_H + \dot{Z}_\Gamma} = 0 .$$

Из этого соотношения вытекает условие обычного согласования

$$\dot{Z}_H = \dot{Z}_\Gamma . \qquad (3.1)$$

При сопряженном согласовании обеспечивается режим, при котором в нагрузку от генератора поступает максимум активной мощности. Величина активной мощности, выделяющейся в нагрузке $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$, определяется соотношением

$$P_a = \frac{E_\Gamma^2 R_H}{2[(R_\Gamma + R_H)^2 + (X_\Gamma + X_H)^2]} ,$$

где E_Γ - электродвижущая сила источника сигнала.

Величина активной мощности P_a достигает максимального значения, если

$$\begin{cases} X_\Gamma + X_H = 0, \\ R_\Gamma = R_H . \end{cases}$$

Это условие можно записать виде

$$R_\Gamma + iX_\Gamma = R_H - iX_H ,$$

что эквивалентно условию

$$\dot{Z}_{\Gamma} = \overset{*}{Z}_{H} \ . \qquad (3.2)$$

При выполнении этого условия (сопротивления генератора и нагрузки являются комплексно сопряженными величинами) обеспечивается режим сопряженного согласования, при котором в нагрузке выделяется максимум активной мощности, равной $P_a = \frac{E_{\Gamma}^2}{8R_{\Gamma}}$. В этом режиме - режиме сопряженного согласования - существует отраженная волна, распространяющаяся в направлении от нагрузки к генератору.

В большинстве случаев используют режим обычного согласования.

Если сопротивление генератора является чисто активным, т.е. если $\dot{Z}_{\Gamma} = R_{\Gamma}$, $X_{\Gamma} = 0$ то условия обычного согласования (3.1) и сопряженного (3.2) согласования совпадают.

3.2. Способы обычного согласования нагрузки с линией передачи

Любой генератор связан с нагрузкой с помощью линии передачи (рисунок 3.3).

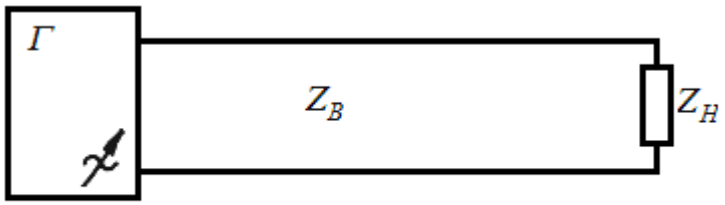


Рисунок 3.3 - Генератор, подключенный к нагрузке через отрезок линии передачи

Для линии передачи без потерь ее волновое сопротивление Z_B является величиной вещественной.

В общем случае волновое сопротивление линии передачи Z_B не равно сопротивлению нагрузки $\dot{Z}_H$. В этом случае комплексный коэффициент отражения

$$\dot{\Gamma}_H = \left|\dot{\Gamma}_H\right| \exp(i\varphi_H) = \frac{\dot{Z}_H - Z_B}{\dot{Z}_H + Z_B} \neq 0,$$

и в линии передачи кроме падающей возникает отраженная волна, распространяющаяся в направлении от нагрузки к генератору.

Под обычным согласованием нагрузки с линией передачи понимают устранение в линии передачи отраженных волн, распространяющихся в направлении от нагрузки к генератору.

Комплексные амплитуды падающей $\dot{U}_{пад}$ и отраженной $\dot{U}_{отр}$ волн связаны между собой через комплексный коэффициент отражения

$$\dot{\Gamma}_H = \left|\dot{\Gamma}_H\right| \exp(i\varphi_H) = \frac{\dot{U}_{отр}}{\dot{U}_{пад}} .$$

Отраженная волна будет отсутствовать ($\dot{U}_{отр} = 0$), если $\left|\dot{\Gamma}_H\right| = 0$. Соотношение модулей падающих и отраженных волн описывается также коэффициентом стоячей волны по напряжению ($К_{ст\,v}$) и коэффициентом бегущей волны по напряжению ($К_{ст\,v}$). Эти величины связаны между собой и с модулем коэффициента отражения соотношением

$$K_{СТ\,v} = \frac{1}{K_{БВ\,v}} = \frac{1 + \left|\dot{\Gamma}_H\right|}{1 - \left|\dot{\Gamma}_H\right|}.$$

Наличие в линии передачи отраженных волн ухудшает ее технические характеристики: уменьшается максимальная мощность, которую можно передать по линии передачи, уменьшается коэффициент полезного действия

линии, появляется частотная зависимость входного сопротивления линии передачи.

Для обеспечения режима обычного согласования между нагрузкой и линией передачи должен быть включен согласующий четырехполюсник (рисунок 3.4), предназначенный для устранения отраженной волны, т.е. для преобразования в общем случае комплексного сопротивления нагрузки $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ сечении 2-2 в сопротивление на входе четырехполюсника (в сечении 1-1), численно равное волновому сопротивлению линии передачи $\dot{Z}_{BX\ 1\text{–}1} = Z_B$.

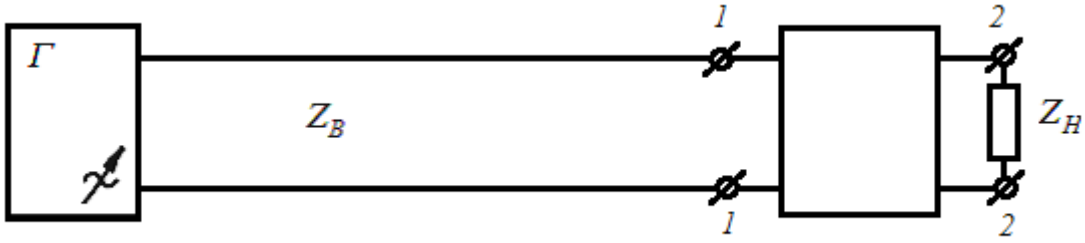


Рисунок 3.4 - Включение согласующего четырехполюсника в линию передачи с комплексной нагрузкой на конце $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$.

В качестве согласующих четырехполюсников применяют диссипативные и реактивные четырехполюсники.

Наиболее простым видом диссипативного (т. е. рассеивающего электромагнитную энергию) четырехполюсника является взаимный согласованный аттенюатор (ослабитель) с модулем коэффициента передачи $\left|\dot{S}_{21}\right| = \left|\dot{S}_{12}\right| < 1$ (рисунок 3.5).

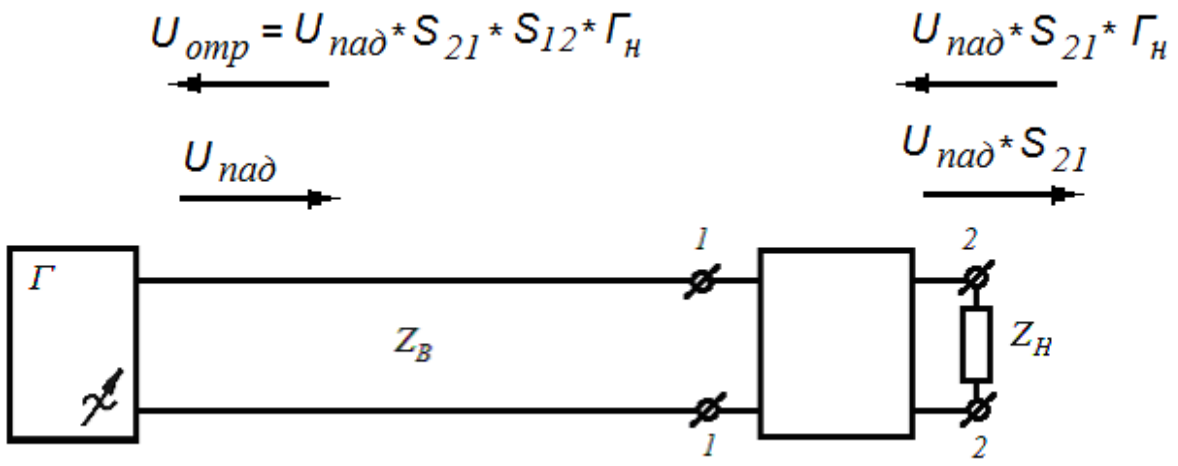


Рисунок 3.5 - Согласование комплексной нагрузки $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ с линией передачи с помощью диссипативного четырехполюсника

Чем меньше величины модулей коэффициентов передачи $\left|\dot{S}_{21}\right|$ и $\left|\dot{S}_{12}\right|$, тем большая часть отраженной от нагрузки энергии электромагнитной волны поглощается в диссипативном четырехполюснике и тем меньшую амплитуду имеет волна, распространяющаяся по линии передачи от четырехполюсника к генератору.

В результате этого на входе диссипативного четырехполюсника коэффициент отражения будет определяться соотношением

$$\dot{\Gamma}_{BX\ 1\text{–}1} = \dot{S}_{21}\dot{S}_{12}\dot{\Gamma}_H ,$$

где $\dot{\Gamma}_H$ - коэффициент отражения от нагрузки.

Так как $\left|\dot{S}_{21}\right| = \left|\dot{S}_{12}\right| < 1$, то модуль коэффициента отражения на входе диссипативного четырехполюсника $\left|\dot{\Gamma}_{BX\ 1\text{–}1}\right|$ будет меньше модуля коэффициента отражения $\left|\dot{\Gamma}_H\right|$.

Недостатком такого согласующего устройства являются большие

потери мощности, обусловленные рассеиванием энергии в диссипативном четырехполюснике.

Более выгодным с энергетической точки зрения является применение ферритовых развязывающих устройств - ферритовых вентилей (рисунок 3.6), имеющих малое ослабление сигнала в прямом направлении и большое ослабление сигнала в обратном.

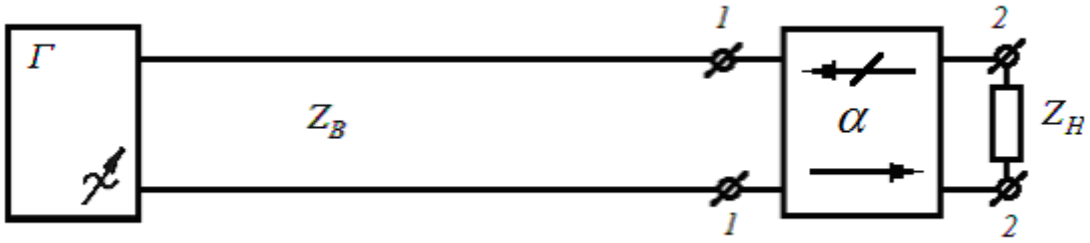


Рисунок 3.6 - Согласование комплексной нагрузки $\dot{Z}_H$ с линией передачи с помощью ферритового вентиля

Однако ферритовые развязывающие устройства конструктивно сложны, имеют большие габариты и массу.

Малыми активными потерями и небольшими габаритами обладают реактивные согласующие четырехполюсники, к которым относятся четвертьволновый трансформатор, трансформатор с перемещающейся вдоль линии передачи реактивной нерегулярностью, трансформатор с двумя и тремя неподвижными нерегулярностями.

В реактивных согласующих четырехполюсниках отраженная от нагрузки волна компенсируется волной, отраженной от трансформатора.

Четвертьволновый трансформатор (рисунок 3.7) представляет собой отрезок линии передачи длиной $l_{TP} = \frac{\lambda_{TP}}{4}$ с волновым сопротивлением Z_{TP}.

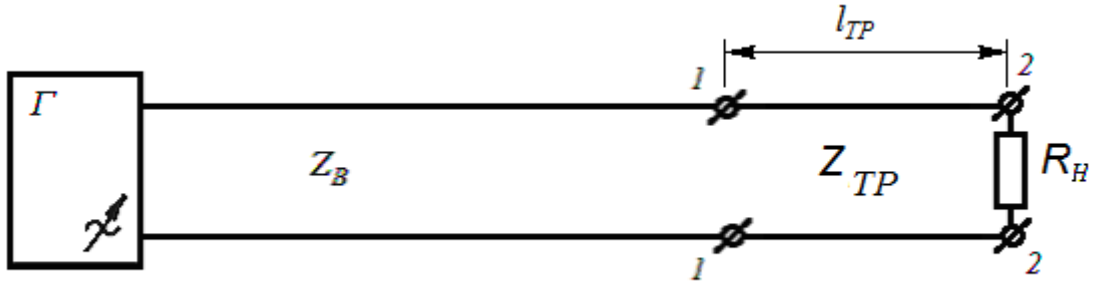


Рисунок 3.7 - Согласование активного сопротивления нагрузки $\dot{Z}_H = R_H,\ X_H = 0$ с линией передачи с помощью четвертьволнового согласующего трансформатора

Работу четвертьволнового согласующего трансформатора можно пояснить следующим образом.

Известно, что входное сопротивление отрезка линии передачи с волновым сопротивлением Z_{TP} и длиной $l_{TP} = \frac{\lambda_{TP}}{4}$ равно

$$\dot{Z}_{BX}(l_{TP}) = Z_{TP}\frac{1+\dot{\Gamma}_H \cdot \exp(-i2\beta\ l_{TP})}{1-\dot{\Gamma}_H \cdot \exp(-i2\beta\ l_{TP})},$$

где β - коэффициент распространения, $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{TP}}$;

λ_{TP} - длина волны в линии передачи, реализующей трансформатор.

Комплексный коэффициент отражения от нагрузки $\dot{\Gamma}_H$ при чисто активной нагрузке $\dot{Z}_H = R_H$ является вещественным числом

$$\dot{\Gamma}_H = \left|\dot{\Gamma}_H\right| \cdot \exp(i\varphi_H) = \frac{\dot{Z}_H - Z_\Gamma}{\dot{Z}_H + Z_\Gamma} = \frac{R_H - Z_\Gamma}{R_H + Z_\Gamma} = \pm\left|\Gamma_H\right|.$$

Если длина отрезка l_{TP} равна четверти длины волны в линии передачи $l_{TP} = \frac{\lambda_{TP}}{4}$, то

$$\dot{Z}_{BX}(\frac{\lambda_{TP}}{4}) = R_{BX}(\frac{\lambda_{TP}}{4}) = Z_{TP}\frac{1+\dot{\Gamma}_H \cdot \exp(-i\pi)}{1-\dot{\Gamma}_H \cdot \exp(-i\pi)} = \frac{Z_{TP}^2}{R_H}.$$

Из этого соотношения следует, что изменением волнового сопротивления Z_{TP} можно менять величину входного сопротивления $\dot{Z}_{BX}(\frac{\lambda_{TP}}{4})$, которое является чисто активным $\dot{Z}_{BX}(\frac{\lambda_{TP}}{4}) = R_{BX}(\frac{\lambda_{TP}}{4})$. Если взять волновое сопротивление четвертьволнового трансформатора равным $Z_{TP} = \sqrt{Z_B R_H}$, то входное сопротивление будет равно

$$\dot{Z}_{BX}(\frac{\lambda_{TP}}{4}) = R_{BX}(\frac{\lambda_{TP}}{4}) = \frac{Z_{TP}^2}{R_H} = Z_B,$$

где Z_B- волновое сопротивление линии передачи.

Из этого соотношения следует, что четвертьволновый согласующий трансформатор преобразует (трансформирует) сопротивление нагрузки $\dot{Z}_H = R_H$ в сопротивление Z_B, т.е. осуществляет согласование сопротивления нагрузки $\dot{Z}_H = R_H$ с волновым сопротивлением линии передачи Z_B.

С помощью четвертьволнового согласующего трансформатора можно согласовать и комплексную нагрузку $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$. Для этого необходимо четвертьволновый согласующий трансформатор включить в линию передачи на таком расстоянии от нагрузки, в котором входное сопротивление отрезка линии передачи, нагруженного на комплексную нагрузку $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$, чисто активно.

На рисунке 3.8 в качестве примера приведена конструкция перехода с прямоугольного волновода сечением 23 х 10 мм^2 на волновод сечением 23 х 4 мм^2 с использованием четвертьволнового согласующего трансформатора.

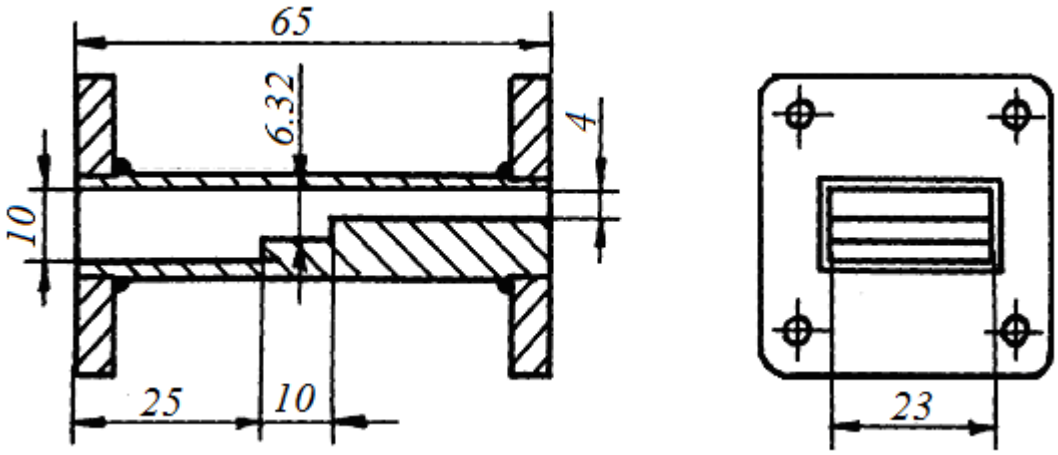


Рисунок 3.8 - Согласующий волноводный переход с сечения 23 х 10 мм^2 на сечение 23 х 4 мм^2

Для согласования волновых сопротивлений этих волноводов используется четвертьволновый трансформатор, роль которого выполняет отрезок волновода длиной $l_{TP} = \frac{\lambda_{TP}}{4} = 10$ мм сечением 23 х 6,32 мм^2.

В согласующем устройстве с одной реактивной нерегулярностью (рисунок 3.9) вдоль линии передачи перемещается реактивная нерегулярность с переменной проводимостью $\dot{Y}$.

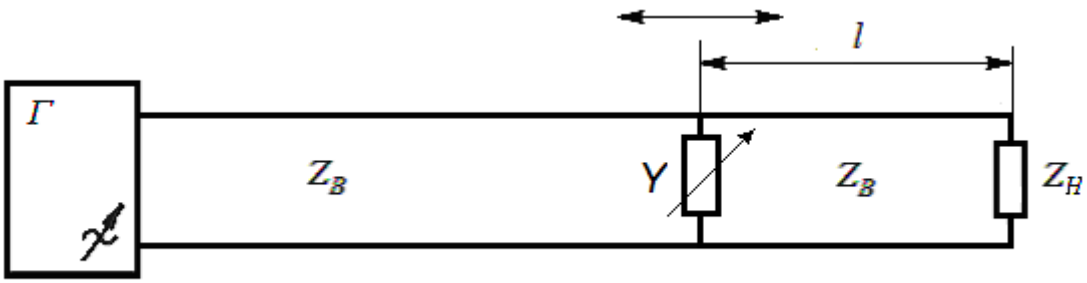


Рисунок 3.9 - Согласование комплексной нагрузки $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ с линией передачи с помощью подвижной реактивной нерегулярности

В общем случае входная проводимость отрезка линии передачи, нагруженного на комплексную нагрузку $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$, имеет активную и реактивную составляющие, т.е. $\dot{Y}_{BX} = \frac{1}{\dot{Z}_{BX}} = G_{BX} + iB_{BX}$. При согласовании линии передачи с нагрузкой одной нерегулярностью она включается в линию передачи на расстоянии l от нагрузки $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ в сечении, в котором активная составляющая входной проводимости G_{BX} равна волновой проводимости линии передачи, т.е. $\dot{Y}_{BX} = G_{BX} = \frac{1}{Z_B}$.

Реактивная составляющая входной проводимости в этом сечении $\dot{Y}_{BX} = \frac{1}{Z_B} + iB_{BX}$ компенсируется равной по величине, но противоположной по знаку проводимостью нерегулярности, т.е. $\dot{Y} = iB = -iB_{BX}$.

В этом случае входная проводимость отрезка линии передачи длиной l с комплексной нагрузкой $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ и нерегулярностью с проводимостью $\dot{Y} = iB = -iB_{BX}$ чисто активна и равна $\dot{Y}_{BX} = 1/Z_B$.

Недостатком такого согласующего устройства является необходимость нерегулярности, которая должна перемещаться вдоль линии передачи.

Согласующее устройство с двумя или тремя нерегулярностями (рисунок 3.10) может устанавливаться на произвольном расстоянии l от нагрузки.

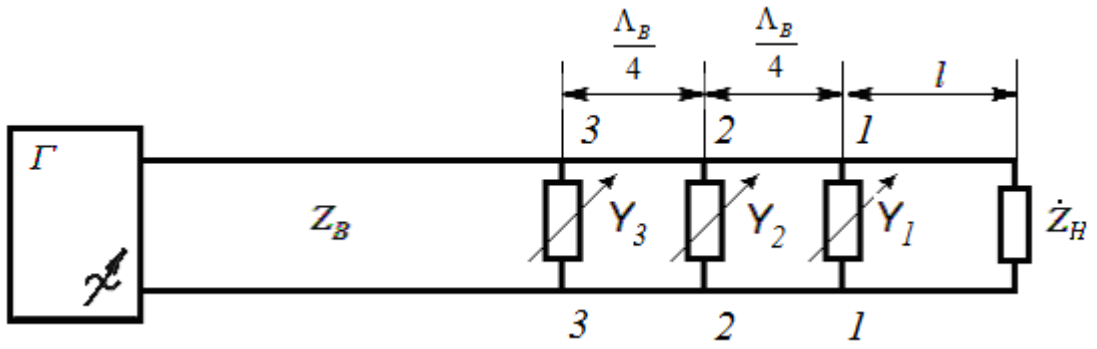


Рисунок 3.10 - Согласование комплексной нагрузки $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ с линией передачи с помощью трех нерегулярностей

При согласовании проводимость первой нерегулярности $\dot{Y}_1$ подбирается такой величины, чтобы активная составляющая входной проводимости в сечении 2-2 $\dot{Y}_{BX2} = G_{BX2} + iB_{BX2}$ была равна волновой проводимости линии передачи, т.е. $G_{BX2} = \frac{1}{Z_B}$. Реактивная составляющая входной проводимости B_{BX2} компенсируется проводимостью второй нерегулярности $\dot{Y}_2$, так как ее величина выбирается равной $\dot{Y}_2 = iB_2 = -iB_{BX2}$.

Так как в общем случае при произвольной комплексной нагрузке $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ первой нерегулярностью $\dot{Y}_1$ не всегда удается обеспечить первое условие согласования $G_{BX2} = \frac{1}{Z_B}$, то применяют согласующий четырехполюсник с тремя нерегулярностями. В зависимости от взаимного расположения согласующего устройства и нагрузки, а также величины сопротивления нагрузки $\dot{Z}_H = R_H + iX_H$ согласование осуществляют либо первой и второй нерегулярностями, либо второй и третьей. Свободная нерегулярность исключается из схемы путем регулировки.

В качестве примера на рисунке 3.11 приведена конструкция согласующего четырехполюсника с тремя нерегулярностями на основе прямоугольного волновода сечением 23 х 10 мм^2.

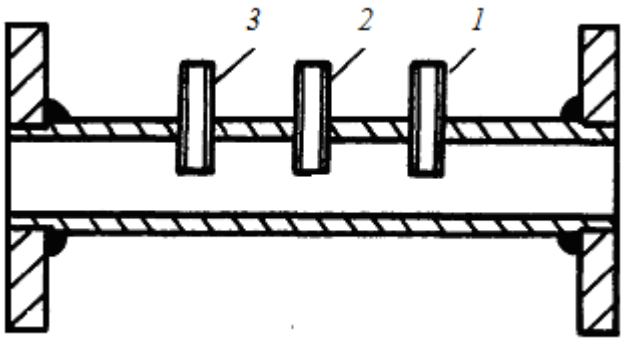


Рисунок 3.11 - Конструкция согласующего четырехполюсника с тремя нерегулярностями на основе прямоугольного волновода

В этом согласующем устройстве в качестве нерегулярностей

используются штыри 1, 2 и 3, у которых можно менять их глубину погружения в волновод и тем самым менять величину их реактивности.

3.3 Конструктивное выполнение реактивных нерегулярностей в прямоугольном волноводе

В линиях передачи на основе прямоугольного волновода в качестве реактивных нерегулярностей в согласующих устройствах наиболее часто используют короткозамкнутые на конце отрезки линий передач (реактивные шлейфы), реактивные диафрагмы (рисунок 3.12 –3.13) и настроечный штырь (рисунок 3.14).

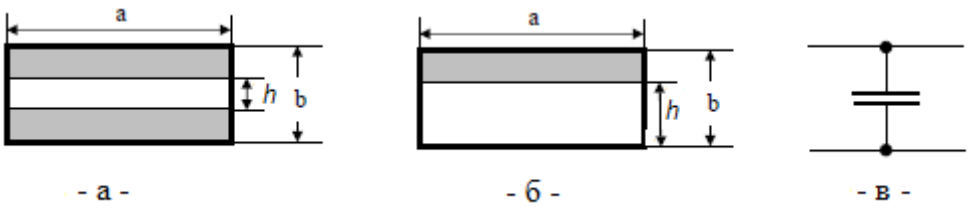


Рисунок 3.12 - Емкостные диафрагмы (а, б) и их эквивалентная схема (в)

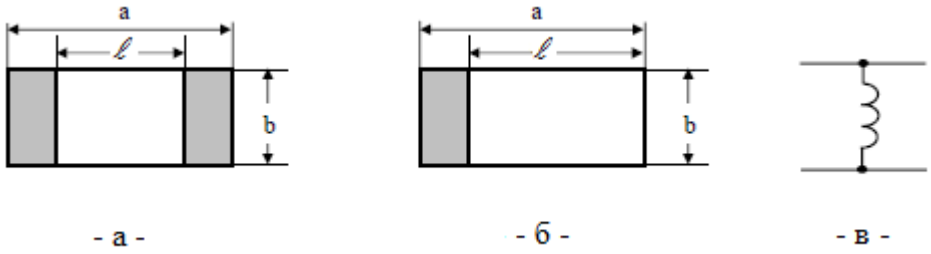
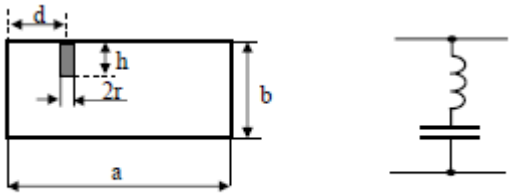


Рисунок 3.13 - Индуктивные диафрагмы (а, б) и их эквивалентная схема (в)



- а - - б -

Рисунок 3.14 - Штырь в прямоугольном волноводе (а) и его эквивалентная схема (б)

Диафрагмы представляют собой тонкие металлические пластины, расположенные в плоскости поперечного сечения волновода. Если диафрагмы ограничивают волновод со стороны широких стенок (рисунок 3.12), то они называются емкостными, а их реактивная проводимость определяется соотношением

$$B_C = \frac{4b}{Z_B \lambda_B} \ln[\cos ec(\frac{\pi h}{2b}) \cos ec(\frac{\pi y_0}{b})].$$

Здесь λ_B - длина волны в прямоугольном волноводе,

h - высота диафрагмы,

a, b - размеры широкой и узкой стенок прямоугольного волновода,

$y0$ - расстояние от оси диафрагмы до нижней стенки волновода:

$y_0 = b/2$ - для симметричной диафрагмы (рисунок 11а),

$y_0 = h/2$ - для несимметричной диафрагмы (рисунок 11б).

Емкостные диафрагмы применяются в устройствах с малым уровнем мощности, поскольку они снижают предельный уровень мощности, определяемый высокочастотным пробоем.

Индуктивные диафрагмы ограничивают волновод со стороны широких стенок (рисунок 3.13). Реактивная проводимость индуктивной диафрагмы определяется соотношением

$$B_L = \frac{\lambda_B}{Z_B a} ctg(\frac{\pi\ l}{2a})[1 + \sec(\frac{\pi\ l}{2a}) ctg^2(\frac{\pi\ x_0}{a})],$$

где l - ширина диафрагмы;

x_0 - расстояние от оси диафрагмы до узкой стенки волновода:

$x_0 = a/2$ - для симметричной диафрагмы (рисунок 3.13а),

$x_0 = l/2$ - для несимметричной диафрагмы (рисунок 3.136).

Штырь в прямоугольном волноводе (рисунок 3.14) используется в качестве перестраиваемого согласующего элемента.

Величина реактивной проводимости штыря зависит от его длины в волноводе l: при $l < \lambda/4$ реактивная проводимость имеет емкостной характер; при $l > \lambda/4$ -индуктивный (λ - длина волны в однопроводной линии, образованной штырем). При $l = \lambda/4$ имеет место последовательный резонанс, и волновод оказывается закороченным.

Рассмотренные структуры используются в качестве реактивных элементов в согласующих устройствах.

4 МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ СВЧ-ДИАПАЗОНА

4.1 Особенности расчета устройств СВЧ

Все радиоэлектронные устройства СВЧ-диапазона можно проанализировать на основе решения краевых задач электродинамики. Однако строгая постановка и решение таких задач даже для сравнительно простых СВЧ устройств возможны далеко не всегда. А для применяемых на практике цепей СВЧ из-за их сложности решение краевых задач в строгой постановке в настоящее время практически невозможно.

Поэтому при анализе сложных устройств СВЧ диапазона применяют метод декомпозиции (разбиения): оно разбивается на ряд элементов, которые анализируются независимо. При этом каждый такой элемент рассматривается как независимая электродинамическая система. Постановка и решение краевых задач, соответствующих отдельным элементам, существенно проще, чем для всего устройства в целом. Используя решение электродинамической задачи для каждого элемента строят такое описание, которое позволяет находить влияние этого элемента на характеристики всего устройства. Обычно описание элементов цепи представляют в виде матрицы рассеяния или матрицы передачи. Имея подобные универсальные описания всех отдельных элементов сложного СВЧ устройства, можно определить требуемые характеристики всего устройства.

В диапазоне СВЧ наиболее часто применяются линейные устройства. Линейными называются устройства, у которых его внутренние параметры не зависят от амплитуды сигналов. В качестве входов и выходов в СВЧ-устройствах используются линии передачи различных типов.

При анализе таких устройств и их использовании в различных радиотехнических системах наиболее важны их внешние электрические характеристики. Знание внешних электрических характеристик всех

входящих в радиотехническую систему устройств позволяет рассчитать параметры всей радиотехнической системы.

Наиболее часто при описании внешних электрических характеристик используют волновые матрицы рассеяния и передачи.

4.2 Матрица рассеяния и передачи четырехполюсника

Рассмотрим произвольное СВЧ-устройство, у которого входной и выходной сигналы передаются по двум регулярным линиям передачи (рисунок 4.1).

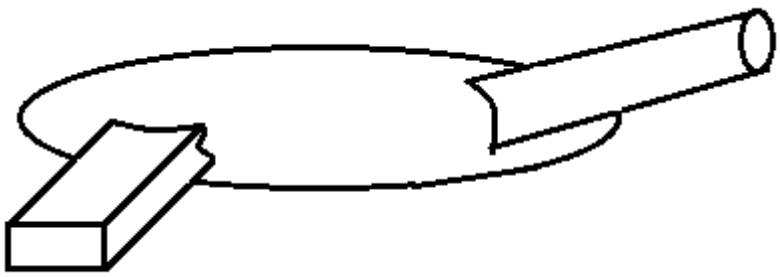


Рисунок 4.1 – СВЧ-устройство

Входная и выходная линии передачи в общем случае могут быть различных типов. Далее будем рассматривать случай, когда во входной и выходной линиях передачи распространяется только один основной тип волны.

При описании внешних электрических характеристик такое произвольное СВЧ-устройство можно представить в виде четырехполюсника (рисунок 4.2), у которого входную и выходную линии передачи можно заменить эквивалентными линиями.

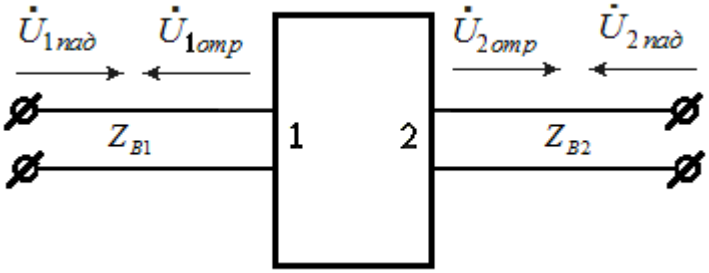


Рисунок 4.2 – Представление СВЧ-устройства в виде четырехполюсника

В этих линиях передачи распространяются падающие на четырехполюсник волны ($\dot{U}_{1пад}$ и $\dot{U}_{2пад}$) и отраженные от него ($\dot{U}_{1отр}$ и $\dot{U}_{2отр}$).

Амплитуды падающих и отраженных волн в силу линейности СВЧ-устройства связаны между собой линейной зависимостью. Наибольшее распространение получили два вида зависимостей.

Первый вид зависимости связывает падающие на четырехполюсник волны ($\dot{U}_{1пад}$ и $\dot{U}_{2пад}$) и отраженные от него ($\dot{U}_{1отр}$ и $\dot{U}_{2отр}$)

$$\begin{cases} \dot{U}_{1отр} = \dot{S}_{11}\dot{U}_{1пад} + S_{12}\dot{U}_{2пад} \\ \dot{U}_{2отр} = \dot{S}_{21}\dot{U}_{1пад} + \dot{S}_{22}\dot{U}_{2пад} \end{cases}, \qquad (4.1)$$

где $\dot{S}_{11}$, $\dot{S}_{21}$, $\dot{S}_{12}$, $\dot{S}_{22}$ - элементы матрицы рассеяния.

Каждый элемент матрицы рассеяния – комплексное число

$$\dot{S}_{mn} = \left|\dot{S}_{mn}\right| \cdot \exp(i\varphi_{mn}),$$

где $m, n = 1,2$

Систему уравнений (4.1) можно представить в матричной форме

$$\begin{bmatrix} \dot{U}_{1отр} \\ \dot{U}_{2отр} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{S}_{11} & \dot{S}_{12} \\ \dot{S}_{21} & \dot{S}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{U}_{1пад} \\ \dot{U}_{2пад} \end{bmatrix}. \qquad (4.2)$$

Это соотношение можно записать в виде

$$\begin{bmatrix} \dot{U}_{1отр} \\ \dot{U}_{2отр} \end{bmatrix} = [S] \cdot \begin{bmatrix} \dot{U}_{1пад} \\ \dot{U}_{2пад} \end{bmatrix}.$$

Здесь $[S]$- матрица рассеяния четырехполюсника,

$$[S] = \begin{bmatrix} \dot{S}_{11} & \dot{S}_{12} \\ \dot{S}_{21} & \dot{S}_{22} \end{bmatrix}. \qquad (4.3)$$

Элементы матрицы рассеяния имеют физический смысл.

Рассмотрим случай, когда на четырехполюсник падает только волна в первой линии передачи $\dot{U}_{1пад} \neq 0$, амплитуда падающей волны во второй линии передачи равна нулю $\dot{U}_{2пад} = 0$.

В этом случае систему уравнений (4.1) можно записать в виде

$$\begin{cases} \dot{U}_{1отр} = \dot{S}_{11}\dot{U}_{1пад} \\ \dot{U}_{2отр} = \dot{S}_{21}\dot{U}_{1пад} \end{cases}.$$

Из этого соотношения следует, что

$$\dot{S}_{11} = \frac{\dot{U}_{1отр}}{\dot{U}_{1пад}} \quad при \ \dot{U}_{2пад} = 0,$$

$$\dot{S}_{21} = \frac{\dot{U}_{2отр}}{\dot{U}_{1пад}} \quad при \ \dot{U}_{2пад} = 0.$$

Из этих соотношений вытекает физический смысл элементов матрицы рассеяния:

$\dot{S}_{11}$ - коэффициент отражения на входе 1 четырехполюсника при включении на входе 2 согласованной нагрузки;

$\dot{S}_{21}$ - коэффициент передачи из 1-го входа на 2-ой вход при согласовании 2-го входа.

Аналогично можно определить, что

$\dot{S}_{12}$ - коэффициент передачи из 2-го входа на 1-ой вход при согласовании 1-го входа,

$\dot{S}_{22}$ - коэффициент отражения на входе 2 четырехполюсника при включении на входе 1 согласованной нагрузки.

Второй вид зависимости связывает волны в первой ($\dot{U}_{1пад}, \dot{U}_{1отр}$) и второй ($\dot{U}_{2пад}, U_{2отр}$) линиях передачи. В матричной форме эта связь описывается соотношением

$$\begin{bmatrix} \dot{U}_{1пад} \\ \dot{U}_{1отр} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \dot{T}_{11} & \dot{T}_{12} \\ \dot{T}_{21} & \dot{T}_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \dot{U}_{2пад} \\ \dot{U}_{2отр} \end{bmatrix},$$

которое эквивалентно соотношению

$$\begin{bmatrix} \dot{U}_{1пад} \\ \dot{U}_{1отр} \end{bmatrix} = [T] \cdot \begin{bmatrix} \dot{U}_{2пад} \\ \dot{U}_{2отр} \end{bmatrix},$$

Здесь $[T]$ - матрица передачи четырехполюсника,

$$[T] = \begin{bmatrix} \dot{T}_{11} & \dot{T}_{12} \\ \dot{T}_{21} & \dot{T}_{22} \end{bmatrix}. \qquad (4.4)$$

Элементы матриц рассеяния $[S]$ и передачи $[T]$ связаны соотношениями

$$\begin{bmatrix} \dot{T}_{11} & \dot{T}_{12} \\ \dot{T}_{21} & \dot{T}_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{\dot{S}_{21}} \begin{bmatrix} 1; & -\dot{S}_{22}; \\ \dot{S}_{11}; & \dot{S}_{12}\dot{S}_{21} - \dot{S}_{11}\dot{S}_{22}; \end{bmatrix}, \tag{4.5}$$

$$\begin{bmatrix} \dot{S}_{11} & \dot{S}_{12} \\ \dot{S}_{21} & \dot{S}_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{\dot{T}_{11}} \begin{bmatrix} \dot{T}_{21}; & \dot{T}_{11}\dot{T}_{22} - \dot{T}_{12}\dot{T}_{21}; \\ 1; & -\dot{T}_{12}; \end{bmatrix}. \tag{4.6}$$

Наиболее часто используется матрица рассеяния, так как ее элементы имеют физический смысл и легко измеряются экспериментально.

4.3 Взаимные, симметричные и реактивные четырехполюсники

В общем случае каждый четырехполюсник определяется четырьмя независимыми комплексными элементами матрицы рассеяния или передачи, т.е. восемью вещественными величинами. В частности, матрицу рассеяния произвольного четырехполюсника можно записать в виде

$$[S] = \begin{bmatrix} \left|\dot{S}_{11}\right| \cdot e^{i\varphi_{11}}; & \left|\dot{S}_{12}\right| \cdot e^{i\varphi_{12}}; \\ \left|\dot{S}_{21}\right| \cdot e^{i\varphi_{21}}; & \left|\dot{S}_{22}\right| \cdot e^{i\varphi_{22}}; \end{bmatrix}.$$

Однако существует большое количество устройств, для которых число независимых вещественных элементов может быть уменьшено благодаря установлению дополнительных связей между ними. Эти связи обусловлены свойствами взаимности, симметрии и реактивности (недиссипативности) четырехполюсника.

Условие взаимности для матрицы рассеяния имеют вид:

$$\dot{S}_{21} = \dot{S}_{12},$$

что эквивалентно системе

$$\begin{cases} \left|\dot{S}_{21}\right| = \left|\dot{S}_{12}\right| \\ \varphi_{21} = \varphi_{12} \end{cases}.$$

В этом случае количество независимых вещественных элементов матриц для взаимных устройств уменьшается до шести

$$[S] = \begin{bmatrix} \left|\dot{S}_{11}\right| \cdot \exp(i\varphi_{11}); & \left|\dot{S}_{21}\right| \cdot \exp(i\varphi_{21}); \\ \left|\dot{S}_{21}\right| \cdot \exp(i\varphi_{21}); & \left|\dot{S}_{22}\right| \cdot \exp(i\varphi_{22}); \end{bmatrix}.$$

Условие симметрии для матрицы рассеяния имеют вид:

$$\begin{cases} \dot{S}_{21} = \dot{S}_{12} \\ \dot{S}_{22} = \dot{S}_{11} \end{cases},$$

что эквивалентно системе

$$\begin{cases} \left|\dot{S}_{21}\right| = \left|\dot{S}_{12}\right| \\ \left|\dot{S}_{22}\right| = \left|\dot{S}_{11}\right| \\ \varphi_{21} = \varphi_{12} \\ \varphi_{22} = \varphi_{11} \end{cases}.$$

Матрица рассеяния симметричного четырехполюсника имеет вид:

$$[S] = \begin{bmatrix} \left|\dot{S}_{11}\right| \cdot \exp(i\varphi_{11}); & \left|\dot{S}_{21}\right| \cdot \exp(i\varphi_{21}); \\ \left|\dot{S}_{21}\right| \cdot \exp(i\varphi_{21}); & \left|\dot{S}_{11}\right| \cdot \exp(i\varphi_{11}); \end{bmatrix}.$$

Симметричный четырехполюсник всегда взаимен. Количество независимых вещественных элементов в матрице рассеяния симметричного четырехполюсника сокращается до четырех.

Если в четырехполюснике отсутствуют диссипативные потери, то такой четырехполюсник называется реактивным (или недиссипативным). Условие реактивности в матричной форме имеет вид:

$$[S]_t^* \cdot [S] = [1], \tag{4.7}$$

где $[1]$- единичная матрица,

$$[1] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

$[S]_t^*$- матрица, эрмитово сопряженная с матрицей $[S]$ (каждый элемент транспонированной матрицы $[S]_t$ заменен комплексно сопряженным элементом).

В развернутом виде условие (4.7) сводится к следующим равенствам:

$$\left|\dot{S}_{11}\right|^2 + \left|\dot{S}_{21}\right|^2 = 1, \tag{4.8}$$

$$\left|\dot{S}_{22}\right|^2 + \left|\dot{S}_{12}\right|^2 = 1, \tag{4.9}$$

$$\left|\dot{S}_{11}\right| = \left|\dot{S}_{22}\right|, \tag{4.10}$$

$$\left|\dot{S}_{12}\right| = \left|\dot{S}_{21}\right|, \tag{4.11}$$

$$\varphi_{11} + \varphi_{22} = \varphi_{12} + \varphi_{21} \pm \pi\,. \tag{4.12}$$

Для реактивного четырехполюсника из соотношений (4.8) и (4.9) следует, что в четырехполюснике отсутствуют активные потери.

Модули коэффициентов отражения и передачи не зависят от направления передачи энергии (соотношения (4.10) и (4.11)). При изменении

направления передачи изменяются лишь фазы прошедших и отраженных волн, а их амплитуды не изменяются. Фазы всех элементов матрицы рассеяния не являются независимыми величинами.

Матрица невзаимного реактивного четырехполюсника определяется любыми четырьмя вещественными элементами: одним модулем и тремя фазами, например $\left|\dot{S}_{11}\right|$, φ_{11}, φ_{22}, φ_{12}.

Если реактивный четырехполюсник взаимный, то независимыми остаются только 3 вещественных элемента – один модуль и две фазы, например $\left|\dot{S}_{11}\right|$, φ_{11}, φ_{22}. В этом случае матрица рассеяния взаимного реактивного четырехполюсника имеет вид:

$$[S]=\begin{bmatrix} \left|\dot{S}_{11}\right|\cdot\exp(i\varphi_{11}); & \sqrt{1-\left|\dot{S}_{11}\right|^2}\cdot\exp[i(\varphi_{11}\pm\frac{\pi}{2})]; \\ \sqrt{1-\left|\dot{S}_{11}\right|^2}\cdot\exp[i(\varphi_{11}\pm\frac{\pi}{2})]; & \left|\dot{S}_{11}\right|\cdot\exp(i\varphi_{22}); \end{bmatrix}.$$

Если же реактивный четырехполюсник симметричен, то остается два независимых вещественных элемента - один модуль и одна фаза, например $\left|S_{11}\right|$, φ_{11}. В этом случае матрица рассеяния симметричного реактивного четырехполюсника имеет вид:

$$[S]=\begin{bmatrix} \left|\dot{S}_{11}\right|\cdot\exp(i\varphi_{11}); & \sqrt{1-\left|\dot{S}_{11}\right|^2}\cdot\exp[i(\varphi_{11}\pm\frac{\pi}{2})]; \\ \sqrt{1-\left|\dot{S}_{11}\right|^2}\cdot\exp[i(\varphi_{11}\pm\frac{\pi}{2})]; & \left|\dot{S}_{11}\right|\cdot\exp(i\varphi_{11}); \end{bmatrix}.$$

Использование свойств взаимности, реактивности и симметрии позволяет уменьшить число независимых параметров, описывающих четырехполюсник.

4.4 Каскадное соединение четырехполюсников

Если известны матрицы рассеяния или передачи всех входящих в устройство элементов, то можно определить внешние электрические характеристики всего устройства.

В диапазоне СВЧ наиболее часто используется каскадное соединение четврехполюсников, при котором вход последующего четырехполюсника подключается к выходу предыдущего. Рассмотрим каскадное соединение N четырехполюсников (рисунок 4.3).

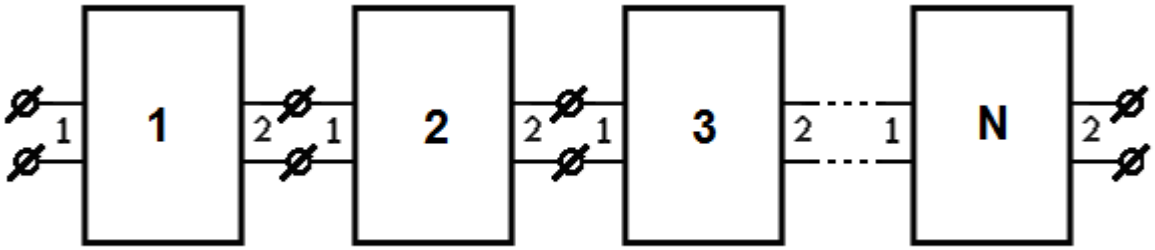


Рисунок 4.3 – Каскадное соединение четырехполюсников

Каждый k-четырехполюсник ($k = 1,\ 2,\ \ldots\ N$) описывается матрицей рассеяния $\left\lfloor S^{(k)} \right\rfloor$ или передачи $\left\lfloor T^{(k)} \right\rfloor$.

Результирующую матрицу рассеяния или передачи каскадного соединения четырехполюсников можно определить, если известны матрицы рассеяния или передачи каждого четырехполюсника.

Результирующая матрица передачи каскадного соединения N четырехполюсников имеет вид

$$[T] = \left\lfloor T^{(1)} \right\rfloor \cdot \left\lfloor T^{(2)} \right\rfloor \cdot \left\lfloor T^{(3)} \right\rfloor \cdot \ \ldots\ \left\lfloor T^{(N)} \right\rfloor .$$

Для каскадного соединения четырехполюсников существует алгоритм расчета результирующей матрицы рассеяния только двух

четырехполюсников (рисунок 4.4).

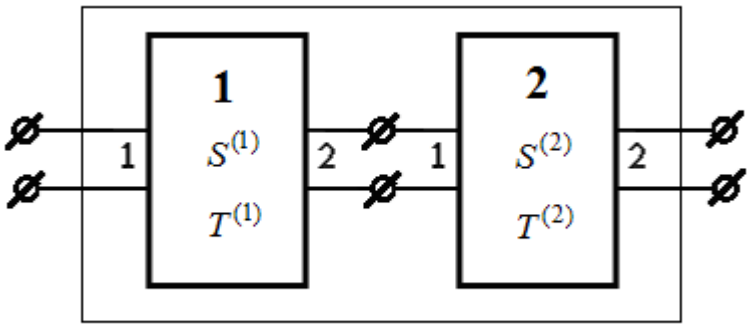


Рисунок 4.4 – Каскадное соединение двух четырехполюсников

Элементы результирующей матрицы рассеяния каскадного соединения двух четырехполюсников определяются соотношениями

$$\dot{S}_{11} = \dot{S}_{11}^{(1)} + \dot{S}_{12}^{(1)} \cdot \left(1 - \dot{S}_{11}^{(2)} \cdot \dot{S}_{22}^{(1)}\right)^{-1} \cdot \dot{S}_{11}^{(2)} \cdot \dot{S}_{21}^{(1)}, \qquad (4.13)$$

$$\dot{S}_{12} = \dot{S}_{12}^{(1)} \cdot \left(1 - \dot{S}_{11}^{(2)} \cdot \dot{S}_{22}^{(1)}\right)^{-1} \cdot \dot{S}_{12}^{(2)}, \qquad (4.14)$$

$$\dot{S}_{21} = \dot{S}_{21}^{(2)} \cdot \left(1 - \dot{S}_{22}^{(1)} \cdot \dot{S}_{11}^{(2)}\right)^{-1} \cdot \dot{S}_{21}^{(1)}, \qquad (4.15)$$

$$\dot{S}_{22} = \dot{S}_{22}^{(2)} + \dot{S}_{21}^{(2)} \cdot \left(1 - \dot{S}_{22}^{(1)} \cdot \dot{S}_{11}^{(2)}\right)^{-1} \cdot \dot{S}_{22}^{(1)} \cdot \dot{S}_{12}^{(2)}, \qquad (4.16)$$

Применяя эту процедуру $N-1$ раз, можно рассчитать результирующую матрицу рассеяния каскадного соединения N четырехполюсников.

4.5 Матрицы рассеяния некоторых элементов СВЧ-устройств

1. Матрица рассеяния отрезка регулярной линии передачи

На рисунке 4.5 изображена регулярная линия передачи, в которой выделен ее отрезок длиной l .

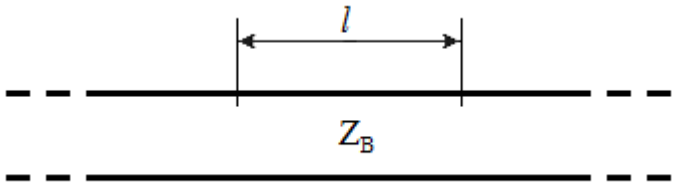


Рисунок 4.5 – Отрезок регулярной линии передачи

Матрица рассеяния отрезка регулярной линии передачи длиной l имеет вид

$$[S]=\begin{bmatrix} 0; & \exp(i\theta); \\ \exp(i\theta); & 0; \end{bmatrix}, \qquad (4.17)$$

где θ - электрическая длина регулярного отрезка линии передачи,

$$\theta = \frac{2\pi}{\Lambda_B}\cdot l,$$

Λ_B - длина волны в регулярной линии.

2. Соединение линий передачи с разными волновыми сопротивлениями

На рисунке 4.6 показано каскадное соединение двух линий передач с разными волновыми сопротивлениями

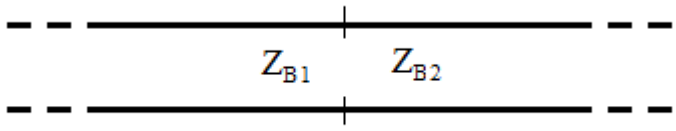


Рисунок 4.6 - Каскадное соединение двух линий передач с разными волновыми сопротивлениями

В плоскости соединения линий передач матрица рассеяния имеет вид

$$[S]=\begin{bmatrix} \frac{R-1}{R+1}; & \frac{2\sqrt{R}}{R+1}; \\ \frac{2\sqrt{R}}{R+1}; & -\frac{R-1}{R+1}; \end{bmatrix}, \qquad (4.18)$$

где R - нормированное сопротивление, $R=\frac{Z_{B2}}{Z_{B1}}$.

3. Соединение линий передачи с разными волновыми сопротивлениями и последовательно включенным комплексным сопротивлением

На рисунке 4.7 показано соединение линий передачи с разными волновыми сопротивлениями и последовательно включенным комплексным сопротивлением в плоскости скачка волнового сопротивления линии передачи

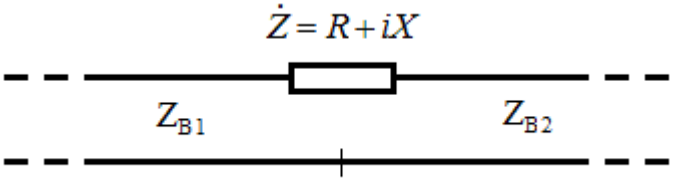


Рисунок 4.7 - Соединение линий передачи с разными волновыми сопротивлениями и последовательно включенным в линию передачи комплексным сопротивлением

Матрица рассеяния этого элемента имеет вид

$$[S]=\begin{bmatrix} \frac{Z_H+R-1}{Z_H+R+1}; & \frac{2\sqrt{R}}{Z+R+1}; \\ \frac{2\sqrt{R}}{Z_H+R+1}; & \frac{Z_H-R+1}{Z_H+R+1}; \end{bmatrix}, \qquad (4.19)$$

где Z_H - нормированное сопротивление, $Z_H=\frac{Z}{Z_B}$

4.Соединение линий передачи с разными волновыми сопротивлениями и параллельно включенным в линию передачи комплексным сопротивлением

На рисунке 4.8 показано соединение линий передачи с разными волновыми сопротивлениями и последовательно включенным комплексным сопротивлением в плоскости скачка волнового сопротивления линии передачи

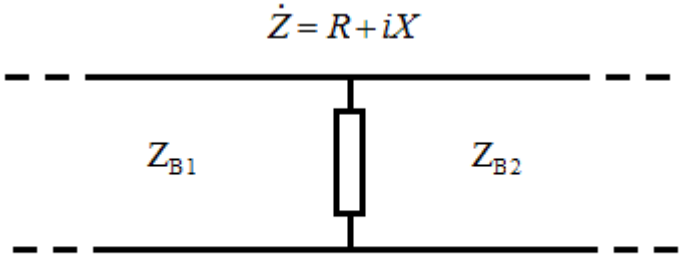


Рисунок 4.8 - Соединение линий передачи с разными волновыми сопротивлениями и последовательно включенным комплексным сопротивлением

Матрица рассеяния этого элемента имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} \frac{R(1-Y_H)-1}{R(1+Y_H)+1}; & \frac{2\sqrt{R}}{R(1+Y_H)+1}; \\ \frac{2\sqrt{R}}{R(1+Y_H)+1}; & \frac{1-R(1+Y_H)}{R(1+Y_H)+1}; \end{bmatrix} \qquad (4.20)$$

где Y_H - нормированная проводимость, $Y_H = \frac{Z_B}{Z}$.

Использование матриц рассеяния этих элементов позволяет рассчитать некоторые устройства СВЧ-диапазона, для которых задана эквивалентная схема.

5 ЭЛЕМЕНТЫ ТРАКТА СВЧ-ДИАПАЗОНА

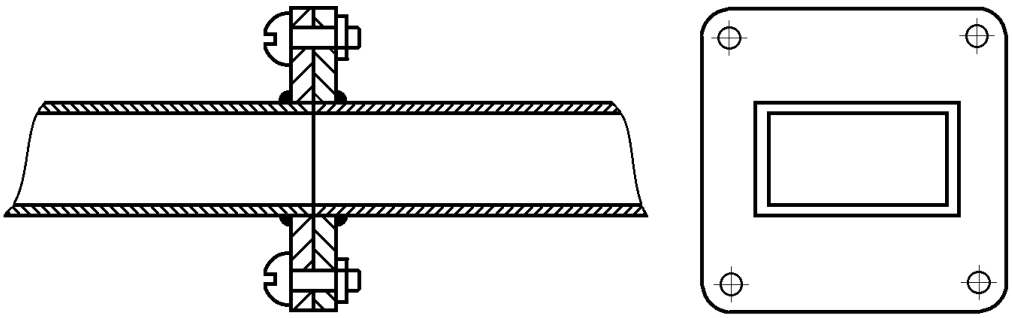
Рассмотрим элементы тракта на основе прямоугольного волновода

5.1 Разъемные соединения волноводов

Тракты СВЧ состоят из ряда элементов, соединенных друг с другом. В месте соединения тракта даже едва заметный зазор между соединяемыми волноводами либо небольшое смещение их друг относительно друга вызывают отражения в тракте и дополнительные тепловые потери, что во многих случаях недопустимо.

На практике применяют разъемы двух типов: контактные и дроссельные.

При контактном сочленении волноводов к концам соединяемых отрезков припаиваются плоские фланцы. На рисунке 5.1 показано контактное сочленение прямоугольных волноводов с одинаковыми размерами поперечных сечений.



- а - - б -

Рисунок 5.1 - Контактное соединение прямоугольных волноводов (а) с одинаковыми размерами поперечных сечений и контактный фланец (б)

Качество электрического контакта в месте сочленения зависит в основном от тщательности механической обработки, параллельности и

чистоты контактирующих поверхностей. Чтобы уменьшить тепловые потери и потери на излучение, между фланцами вводят тонкую бронзовую прокладку с пружинящими лепестками (рисунок 5.2).

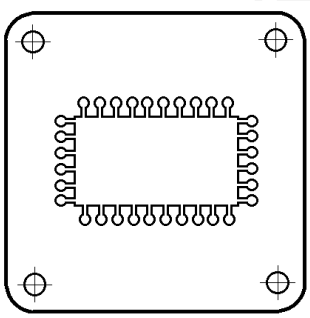


Рисунок 5.2 - Контактная прокладка с пружинящими лепестками

Дроссельное сочленение прямоугольных волноводов (рисунок 5.3) образуется двумя различными по конструкции фланцами: обычным контактным 1 и дроссельным 2 с кольцевой канавкой 3.

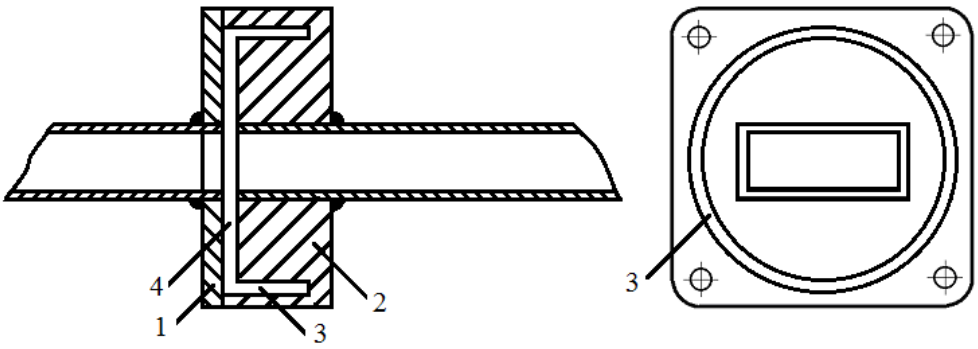


Рисунок 5.3 – Дроссельное соединение прямоугольных волноводов с одинаковыми размерами поперечных сечений

Между частью торцевой поверхности фланцев (от волновода до канавки) оставлен зазор 4, через который поле из волновода проникает в канавку 3. При этом кольцевую канавку 3 можно рассматривать как отрезок короткозамкнутой коаксиальной линии, в котором устанавливается стоячая

волна с длиной волны Λ_{B1}. Зазор между фланцами 4 представляет собой отрезок радиальной линии, длина волны которой равна Λ_{B2}.

Эквивалентная схема дроссельного сочленения показана на рисунке 5.4, где R_K - сопротивление механического контакта.

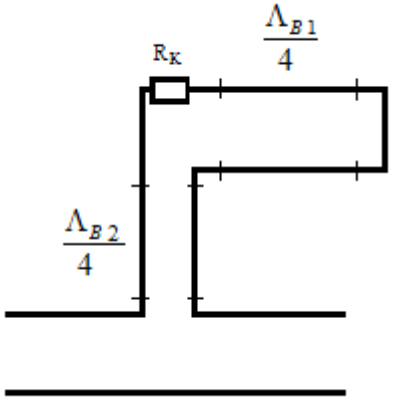


Рисунок 5.4 - Эквивалентная схема дроссельного соединения

Если на средней частоте рабочего диапазона выбрать глубину канавки 3, равной $\frac{\Lambda_{B1}}{4}$, а длину зазора 4 до канавки, равной $\frac{\Lambda_{B2}}{4}$, то образуются два четвертьволновых отрезка линии передачи. При этом сопротивление зазора между соединяемыми волноводами будет равно нулю при любых значениях сопротивления контакта R_K, поскольку последовательно с ним включено бесконечно большое входное сопротивление короткозамкнутого на конце четвертьволнового отрезка коаксиальной линии. Поэтому такое сочленение некритично к качеству механического контакта и небольшим перекосам фланцев.

Очевидным недостатком дроссельного сочленения является зависимость его параметров от частоты, так как сопротивление зазора между соединяемыми волноводами равно нулю только на средней частоте.

Коэффициент отражения от тщательно изготовленного дроссельного сочленения обычно не превышает 0,02 в полосе ±15 % от центральной частоты рабочего диапазона. Аналогично строятся дроссельные сочленения для соединения отрезков круглого волновода или коаксиальной линии.

5.2 Аттенюаторы

В процессе настройки и измерения параметров различных устройств возникает необходимость в регулировке уровня мощности, передаваемой по линии передачи. Устройства, выполняющие подобные функции, называют аттенюаторами (ослабителями).

В волноводных трактах наиболее часто используют диссипативный (поглощающий) аттенюатор. В поглощающем аттенюаторе часть входной мощности рассеивается в диссипативной структуре, а оставшаяся часть поступает на его выход. На рисунке 5.5 схематично показана одна из возможных конструкций поглощающего аттенюатора.

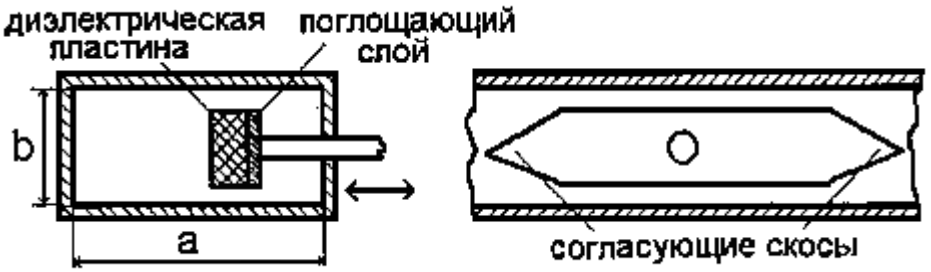


Рисунок 5.5 - Конструкция поглощающего аттенюатора

Она состоит из отрезка прямоугольного волновода, работающего в одноволновом режиме, в который помещается параллельно линиям электрического поля тонкая диэлектрическая пластина, покрытая слоем поглощающего материала (графит, слой металла, толщина которого меньше глубины проникновения, и т.д.).

Для уменьшения отражений концы пластины заостряют. Под влиянием электрического поля в поглощающем слое возникает ток проводимости, что вызывает увеличение затухания распространяющейся волны. Поскольку амплитуда вектора электрического поля волны H_{10} изменяется вдоль широкой стенки, то перемещая пластину в этом направлении, можно в

широких пределах изменять величину вносимого затухания. Максимальное вносимое затухание получается при расположении пластины в центре широкой стенки, а минимальное - вблизи узкой. При фиксированном положении пластины величина ослабления зависит от длины пластины, параметров диэлектрика и свойств поглощающего материала.

К недостаткам такого аттенюатора можно отнести зависимость ослабления от частоты; изменение фазового сдвига, получаемого волной при распространении со входа на выход при изменении вносимого затухания (перемещение пластины в поперечной плоскости вызывает изменение фазовой скорости распространяющейся волны).

5.3 Волноводные делители мощности

Для деления мощности СВЧ сигнала пополам применяют волноводные делители мощности. Для этих целей наиболее часто используют *Т*-образные волноводные делители мощности (тройниковые делители мощности), показанные на рисунках 5.6 – 5.7.

Входной сигнал подается в волновод 1, а волноводы 2 и 3 являются выходными. В *Н*-тройнике (рисунок 5.6) плечи 2 и 3 возбуждаются в фазе, а в *Е*-тройнике (рисунок 5.7) – в противофазе.

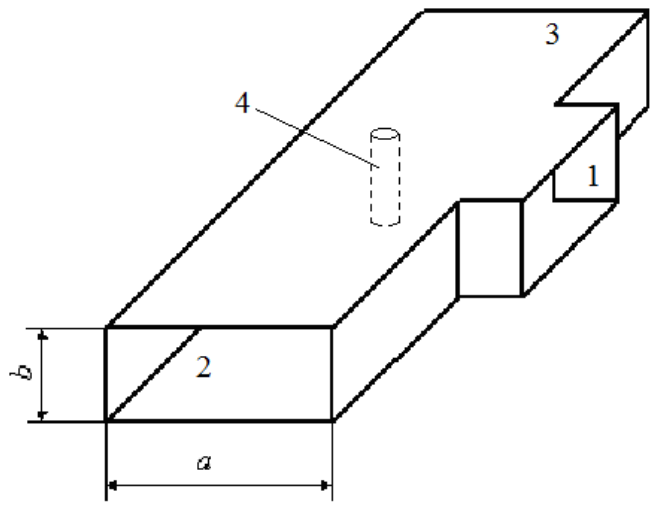


Рисунок 5.6 - Волноводный *Т*-образный тройник в плоскости *Н*

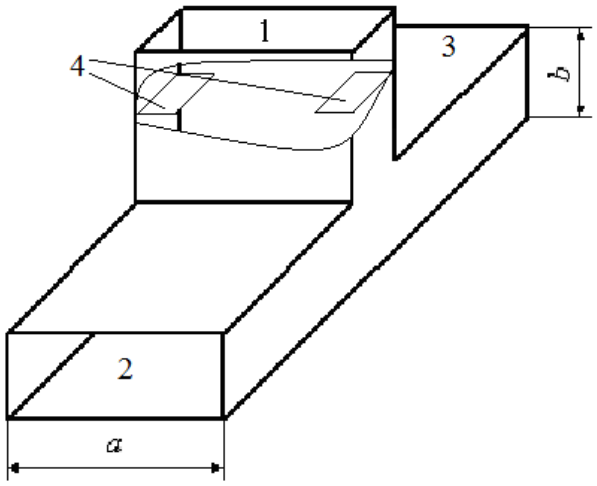


Рисунок 5.7 - Волноводный *Т*-образный тройник в плоскости *Е*

Матрица рассеяния *Т*-образного Н-тройника определяется соотношением

$$[S_{\text{Н}}] = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 0 & \sqrt{2} & \sqrt{2} \\ \sqrt{2} & -1 & 1 \\ \sqrt{2} & 1 & -1 \end{bmatrix}$$

Матрица рассеяния *Т*-образного Е-тройника определяется соотношением

$$[S_{\text{Е}}] = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 0 & \sqrt{2} & -\sqrt{2} \\ \sqrt{2} & 1 & 1 \\ -\sqrt{2} & 1 & 1 \end{bmatrix}$$

Такие матрицы рассеяния точно описывают характеристики Т-образных волноводных делителей мощности, если в них отсутствует отраженная волна в плече 1.

Для устранения отраженной волны в Н-тройнике (рисунок 5.6) в волновод параллельно вектору электрического поля вводят индуктивный штырь 4. Штырь создает в плече 1 дополнительную отраженную волну, компенсирующую волну, отраженную Н-тройником.

Для компенсации отраженной волны в Е-тройнике (рисунок 5.7) в плече 1 создают дополнительную отраженную волну, помещая в этот волновод индуктивную диафрагму 4.

Двойной волноводный тройник (магический Т-тройник) образуется совмещением в одной конструкции согласованных Н-плоскостного и Е-плоскостного тройников (рисунок 5.8).

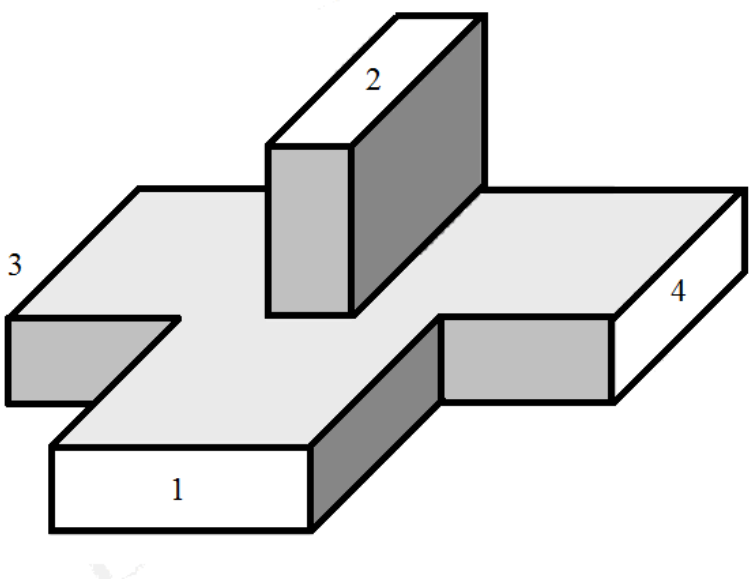


Рисунок 5.8 – Двойной волноводный тройник

При возбуждении плеча 1 мощность делится поровну между плечами 3 и 4, возбуждая их синфазно. Плечо 2 оказывается развязанным, так как вектор электрического поля волны H_{10} в волноводе 1 оказывается ориентированным вдоль волновода плеча 2 и в нем возбуждаются волны электрического типа, которые находятся в закритическом режиме. При возбуждении плеча 2 мощность также делится поровну между плечами 3 и 4, возбуждая их, однако, в противофазе. Плечо 1 оказывается развязанным, т.к. вектор электрического поля волны H_{10} плеча 2 ориентирован параллельно широким стенкам волновода плеча 1 и в нем возбуждаются волны типа H_{0n} (n = 1, 2, …), которые находятся в закритическом режиме.

Матрица рассеяния двойного Т-моста имеет вид

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Отличительной особенностью двойного *Т*-моста является то, что если источник СВЧ-сигнала подключить к плечу 1, то он в плечах 3 и 4 разделится синфазно, а если источник подключить к плечу 2 – то он в плечах 3 и 4 разделится противофазно, причем входные плечи 1 и 2 развязаны между собой.

5.4 Фазовращатели

Фазовращатели - это устройства, служащие для изменения фазы СВЧ-сигнала.

Рассмотрим конструкции фазовращателей на основе прямоугольного волновода. Фазовращатель проходного типа представляет собой отрезок линии передачи длиной *l*, который при отсутствии потерь имеет матрицу рассеяния вида:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & e^{-i\varphi} \\ e^{-i\varphi} & 0 \end{bmatrix}.$$

Величина фазового сдвига, вносимого фазовращателем, определяется соотношением:

$$\varphi = \gamma \cdot l = \frac{2\pi}{\Lambda_B} \cdot l.$$

Отсюда следует, что вносимый фазовращателем фазовый сдвиг φ зависит от длины линии l и длины волны в волноводе Λ_B. Изменяя одну из

этих величин, можно изменять вносимый фазовращателем фазовый сдвиг φ.

Длина волны H_{10} в волноводе Λ_B определяется соотношением:

$$\Lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r - (\frac{\lambda}{2a})^2}}.$$

Из этого соотношения следует, что длина волны Λ_B может изменяться за счет изменения параметров среды ε_r или μ_r, заполняющей линию передачи, или за счет изменения размеров волновода a.

Приведенные ниже конструкции иллюстрируют эти способы построения фазовращателей.

Простейшим механическим проходным фазовращателем с изменяющейся длиной l является тромбонный фазовращатель, показанный на рисунке 5.9.

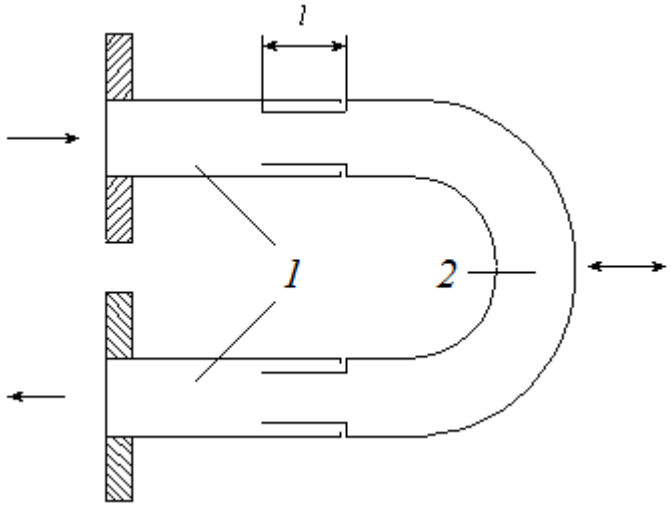


Рисунок 5.9 –Волноводный тромбонный фазовращатель

Он состоит из двух отрезков прямоугольного волновода *1* и *U*-образного отрезка волновода *2* . Размеры этих волноводов выбраны так, чтобы U-образный отрезок волновода *2* перемещался относительно двух отрезков прямоугольного волновода *1*. Максимальная величина вносимого

фазового сдвига определяется величиной $2\Delta l$ – удвоенным ходом подвижной части фазовращателя.

На рисунке 5.10 показан механический проходной волноводный фазовращатель, фаза в котором изменяется за счет поперечного перемещения в волноводе диэлектрической пластины.

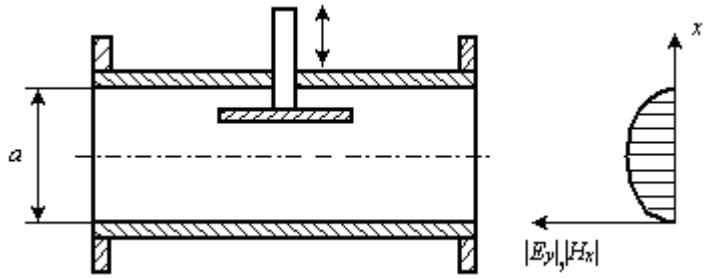


Рисунок 5.10 – Волноводный фазовращатель с диэлектрической пластиной

Если пластина прижата к узкой стенке волновода, где напряженность поперечных составляющих электрического поля мала, то фазовая скорость волны в волноводе изменяется незначительно по сравнению с незаполненным волноводом. При перемещении пластины к середине волновода напряженность поперечной составляющей электрического поля растет, и поэтому растет величина вносимого диэлектрической пластиной фазового сдвига.

На рисунке 5.11 показан проходной волноводный фазовращатель сжимного типа.

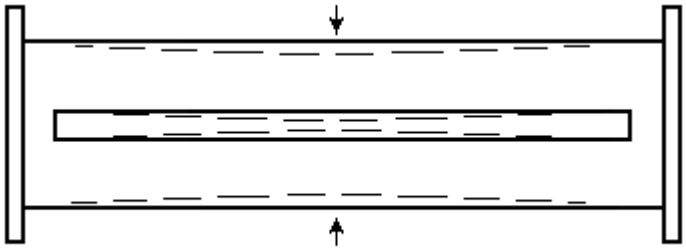


Рисунок 5.11 –Волноводный фазовращатель сжимного типа

Он состоит из прямоугольного волновода с волной H_{10}, на широких стенках которого прорезаны длинные щели. Так как они расположены в середине широких стенок волновода, то они являются неизлучающими. При сжатии такого волновода со стороны узких стенок уменьшается размер между узкими стенками волновода *a*, поэтому изменяется и волноводная длина волны Λ_B . Это приводит к изменению величины фазового сдвига, вносимого таким фазовращателем.

Механические фазовращатели находят применение в измерительных установках.

5.5 Согласованные нагрузки

Согласованная нагрузка — это устройство, полностью поглощающее подводимую СВЧ мощность и преобразующее ее в тепло.

Нагрузки представляют собой отрезок волновода, короткозамкнутый с одной стороны и имеющий присоединительный фланец с другой.

Конструкция волноводной нагрузки с поперечной пластиной представлена на рисунке 5.12

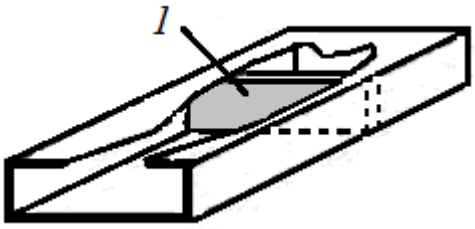


Рисунок 5.12 - Согласованная нагрузка с поперечной пластиной

В волноводе на расстоянии $\frac{\Lambda_B}{4}$ от короткозамкнутого конца расположена диэлектрическая пластина 1 с металлизированной пленкой,

сопротивление которой точно равно волновому, а ее толщина меньше глубины скин-слоя. Такая нагрузка обладает малым коэффициентом отражения на основной частоте для данного волновода.

Более широкополосными являются согласованные нагрузки с поглощающей продольной пластиной (рисунок 5.13)

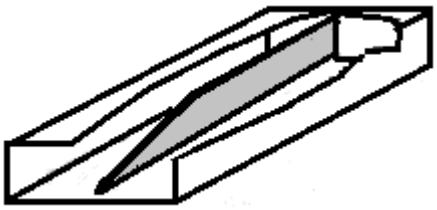


Рисунок 5.13 - Согласованная нагрузка с продольной пластиной

Отсутствие отражения от поглощающей продольной пластины обеспечивается ее клинообразной формой. Иногда ставят несколько таких пластин параллельно друг другу, что позволяет обеспечить большую мощность поглощения.

Кроме рассмотренных, применяют согласованные нагрузки с объёмной поглощающей структурой из материала, называемого ферроэпоксидом (рисунок 5.14).

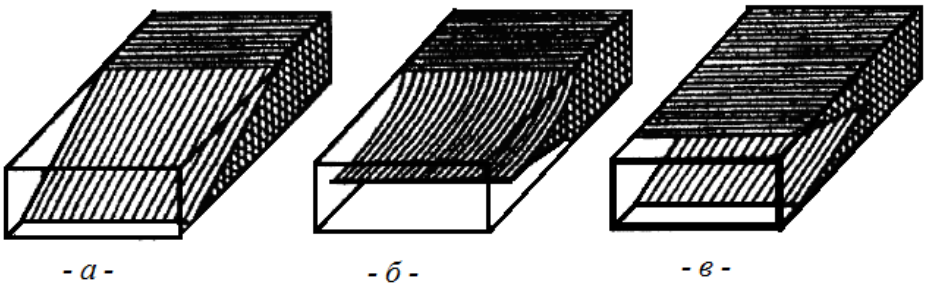


Рисунок 5.14 - Согласованная нагрузка с объёмной поглощающей структурой

Эти нагрузки отличаются малыми габаритами, простотой конструкции и изготовления, низким значением КСВ и широкополосностью.
Основными компонентами ферроэпоксида являются карбонильное железо и эпоксидная смола. Он механически обрабатывается подобно пластмассам, а также может отливаться в формы сложной конфигурации.

Малая длина поглощающего клина при низком значении КСВ достигается благодаря использованию экспоненциального профиля клина в плоскости расположения электрического поля.

5.6 Волноводные короткозамыкающие поршни

Реактивные шлейфы на основе волноводов часто выполняются в виде отрезков линий передачи с короткозамкнутыми поршнями, регулирующими их длину. Основное требование, предъявляемое к поршню, состоит в обеспечении хорошего электрического контакта со стенками линии передачи и обеспечении короткого замыкания.

Короткозамыкающий поршень должен обеспечить как можно большее значение входного коэффициента стоячей волны. В нерегулируемых волноводных шлейфах с неподвижным запаянным коротким замыканием коэффициент стоячей волны может достигать значения 500 и более. В регулируемых шлейфах с подвижными поршнями значения коэффициента стоячей волны из-за дополнительных потерь в контактах оказываются ниже, однако они превышают значение 100.

На рисунке 5.15а показана конструкция подвижного короткозамыкаюшего поршня, в котором пружинные контакты 1 расположены в плоскости короткого замыкания.

В этой конструкции пружинные контакты 1 расположены в максимуме токов проводимости на внутренней поверхности волновода, поэтому сопротивление контакта сильно влияет на амплитуду отраженной волны.

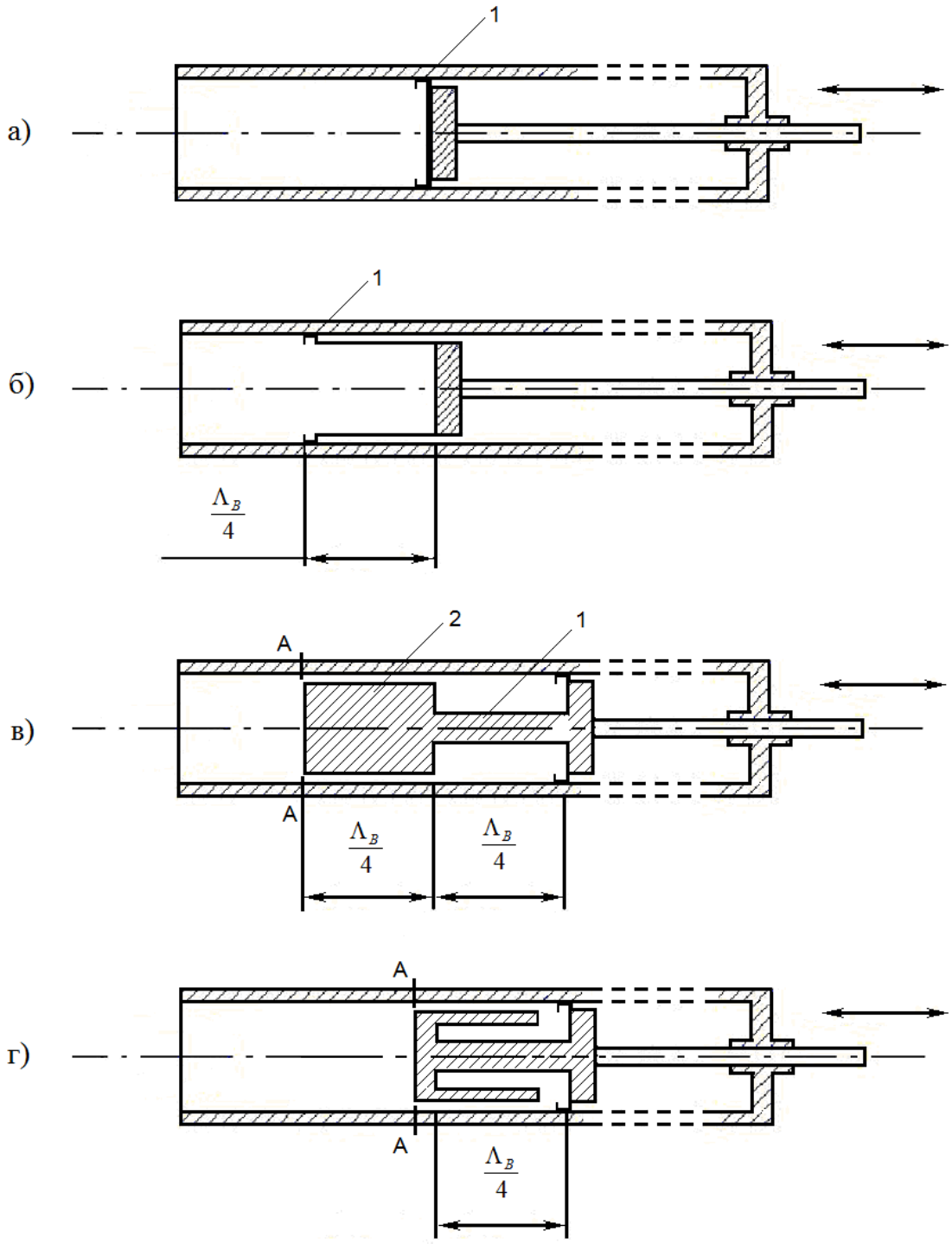


Рисунок 5.15 - Конструкции подвижных короткозамыкающих поршней

На рисунке 5.15б приведена конструкция подвижного короткозамыкающего поршня, в котором пружинные контакты 1 вынесены

от плоскости короткого замыкания внутрь волновода на расстояние $\frac{\Lambda_B}{4}$. Поэтому контакты оказываются в сечении волновода с нулевыми значениями продольного тока на стенках и сопротивление контактов не приводит к потерям мощности.

В конструкции поршня, изображенного на рисунке 5.15в, контакты включены в волновод через два трансформирующих отрезка линии передачи 1 и 2 с разными волновыми сопротивлениями Z_{B1} и Z_{B2}. Предполагая, что активное сопротивление контактов равно R_K и применяя дважды формулу пересчета сопротивления через четвертьволновый трансформатор, можно найти входное сопротивление короткозамыкающего поршня в сечении АА

$$Z_{BX} = R_K \cdot (\frac{Z_{B2}}{Z_{B1}})^2 .$$

При $Z_{B1} >> Z_{B2}$ удается существенно уменьшить входное сопротивление короткозамыкающего поршня в сечении АА и тем самым увеличить коэффициент стоячей волны на его входе.

В третьей конструкции поршня, изображенного на рисунке 5.15г, контакты помещены в середину свернутого короткозамкнутого полуволнового отрезка коаксиальной линии передачи, состоящего из двух каскадно включенных четвертьволновых отрезков с волновыми сопротивлениями Z_{B1} и Z_{B2}. К активному сопротивлению контакта R_K добавляется бесконечное реактивное сопротивление короткозамкнутого на конце четвертьволнового шлейфа, и сумма сопротивлений контакта и шлейфа трансформируется четвертьволновым отрезком с малым волновым сопротивлением в практически нулевое сопротивление на входе короткозамыкающего поршня в сечении АА.

5.7 Волноволные направленные ответвители

Направленный ответвитель – это устройство, ответвляющее часть энергии электромагнитной волны в одно из плеч в зависимости от направления распространения волны. Направленный ответвитель можно изобразить в виде восьмиполюсника (рисунок 5.16).

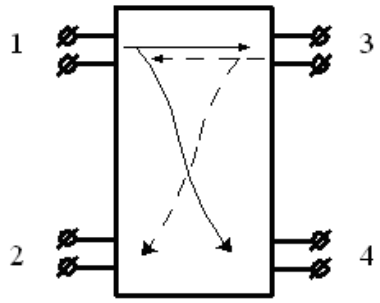


Рисунок 5.16 - Представление направленного ответвителя в виде восьмиполюсника

При подаче сигнала в плечо 1 бóльшая часть энергии проходит в плечо 3, а меньшая часть энергии ответвляется в плечо 4. Во втором плече сигнал отсутствует.

При подаче сигнала в плечо 3 бóльшая часть энергии проходит в плечо 1, а меньшая часть энергии ответвляется в плечо 2. В четвертом плече сигнал отсутствует.

В зависимости от расположения входов направленных ответвителей, между которыми делится мощность СВЧ, они разделяются на три типа, представленные на рисунке 5.17.

Первый тип направленного ответвителя (рисунок 5.17а) называется сонаправленным, второй тип – противонаправленным (рисунок 5.17б) и третий - ответвитель с полной связью (рисунок 5.17в).

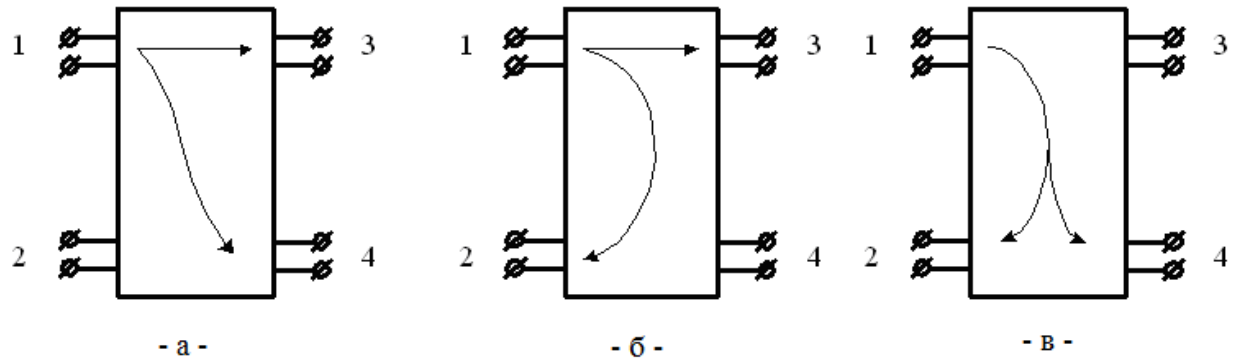


Рисунок 5.17 – Типы направленных ответвителей

К основным параметрам направленного ответвителя относятся следующие.

1. Переходное ослабление — отношение мощности СВЧ сигнала на входе направленного ответвителя к мощности СВЧ сигнала, ответвленного в плечо 4

$$L_{ПЕР} = 10 \lg \frac{P_1}{P_4}$$

где P_1 - мощность СВЧ сигнала на входе направленного ответвителя,

P_4 - мощность СВЧ сигнала, ответвленного в плечо 4 .

По величине переходного ослабления различают направленные ответвители:

- со слабой связью (переходное ослабление $L_{ПЕР} > 10$ дБ);

- с сильной связью (переходное ослабление $L_{ПЕР} < 10$ дБ);

- трехдецибельные направленные ответвители (переходное ослабление $L_{ПЕР} = 3$ дБ);

2. Направленность — отношение мощностей СВЧ сигналов в плечах 4 и 2

$$L_{НАП} = 10 \lg \frac{P_4}{P_2}.$$

У идеального направленного ответвителя величина направленности $L_{НАП}$ стремится к бесконечности. У практических конструкций направленных ответвителей величина направленности $L_{НАП}$ составляет величину порядка 30-60 дБ.

3. Развязка - отношение мощностей СВЧ сигналов в плечах 1 и 2

$$L_{РАЗ} = 10\lg\frac{P_1}{P_2} = L_{ПЕР} - L_{НАП}$$

4. КСВ на входе направленного ответвителя 1 при условии подключения к другим плечам 2, 3, 4 направленного ответвителя согласованных нагрузок.

7. Фазовые соотношения направленного ответвителя, характеризующие относительную разность фаз СВЧ сигналов в выходных плечах 3 и 4.

Наибольшее распространение получили

- синфазнфазные направленные ответвители (разность фаз равна 0°),
- противофазные направленные ответвители (разность фаз равна 180°).
- квадратурные направленные ответвители (разность фаз равна 90°)

8. Полоса пропускания направленного ответвителя — определяется полосой частот, за пределами которой имеет место ухудшение одного или нескольких рабочих параметров на заданную величину.

Рассмотрим конструкции направленных ответвителей на основе прямоугольного волновода.

Наибольшее практическое применение получили конструкции направленных ответвителей, использующих для связи первичной и вторичной линий передач отверстия в узкой или широкой стенках, в которых соприкасаются эти волноводы.

5.7.1. Волноводный направленный ответвитель с одним отверстием связи (ответвитель Бете)

На рисунке 5.18 показана конструкция направленного ответвителя Бете, представляющая собой два прямоугольных волновода, соприкасающихся друг с другом широкой стенкой волновода и расположенных под углом α.

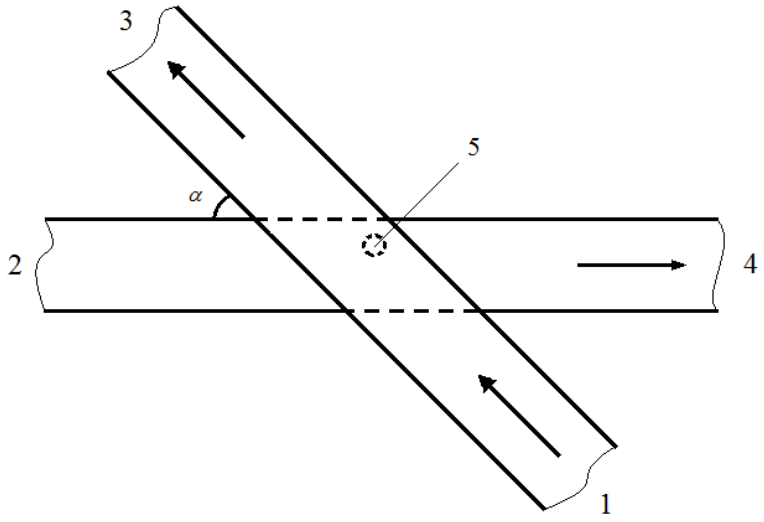


Рисунок 5.18 - Конструкция направленного ответвителя Бете

Связь между двумя волноводами обеспечивается с помощью одного отверстия связи 5 в общей широкой стенке. Направленные свойства ответвителя обусловлены собственной направленностью поля излучения отверстия связи.

При подаче сигнала в плечо 1 бóльшая часть энергии проходит в плечо 3, а меньшая часть энергии ответвляется в плечо 4. При подаче сигнала в плечо 3 бóльшая часть энергии проходит в плечо 1, а меньшая часть энергии ответвляется в плечо 2.

Направленный ответвитель Бете обеспечивает переходное ослабление не менее 30 … 60 дБ и имеет направленность $L_{НАП} < 20$ дБ в полосе частот не более 20%.

Форма, размеры и положение отверстий существенно влияют на величину переходного ослабления направленного ответвителя и на угол α между волноводами. В направленных ответвителях с элементами резонансного типа (щели, крестообразные отверстия) удается получить малые значения переходного ослабления.

Возможные формы отверстий, применяемых в таких ответвителях, показаны на рисунке 5.19.

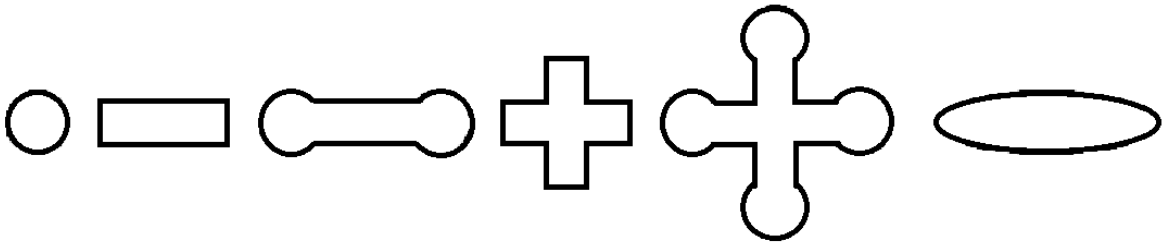
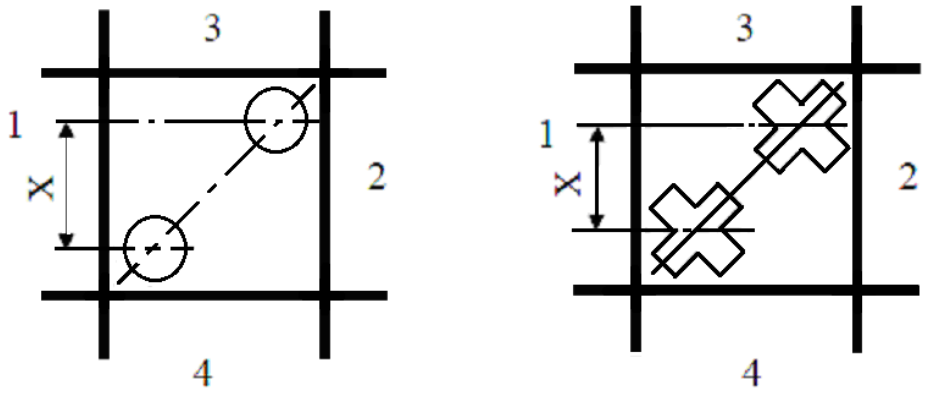


Рисунок 5.19 - Формы отверстий связи, используемых в направленных ответвителях

Для уменьшения переходного ослабления в направленных ответвителях Бете делают два диагонально расположенных отверстия связи.

Направленные ответвители с двумя отверстиями связи (рисунок 5.20), симметрично расположенными по диагонали общей стенки, более широкополосны и имеют меньшее переходное ослабление.



- а - - б -

Рисунок 5.20 - Направленный ответвитель со взаимно перпендикулярными волноводами и двумя элементами связи

Для получения максимальной направленности расстояние между отверстиями связи по продольным осям волноводов должно быть равно $X = \Lambda_B/4$. Для крестообразных отверстий связи в том случае, когда длина крестообразного отверстия превышает $X = \Lambda_B/4$, отверстия можно повернуть на 45°. Такое расположение отверстия (рисунок 5.20б) не влияет на характеристики направленного ответвителя, поскольку поля излучения не зависят от угла между плечами крестообразного отверстия и осью волновода. Необходимо лишь обеспечить взаимную перпендикулярность и равенство плеч крестообразного отверстия, так как даже незначительное отклонение одного из плеч от заданного размера может привести к значительному ухудшению направленности ответвителя.

5.7.2.Многодырочные волноводные направленные ответвители

На рисунке 5.21 показана конструкция волноводного направленного ответвителя с двумя одинаковыми отверстиями связи 5 в общей узкой стенке двух соосных волноводов. Отверстия могут быть сделаны как в узкой, так и в широкой стенке в зависимости от того, какая из них будет общей для двух соосных волноводов.

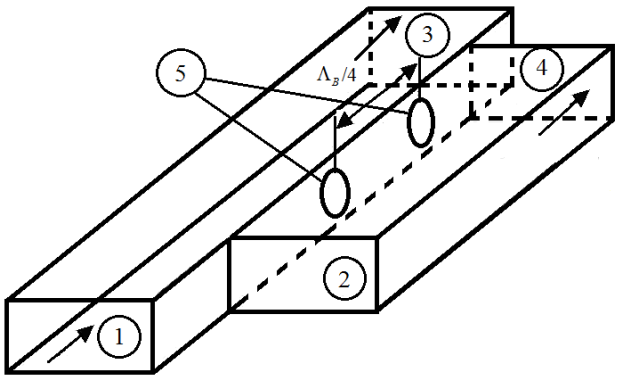


Рисунок 5.21 - Направленный ответвитель с двумя элементами связи:

1 — 3 - первичный и 2 — 4 – вторичный волноводы,

5 - отверстия связи.

Рассмотрим принцип работы направленного ответвителя с двумя одинаковым отверстиями связи (рисунок 5.22) в общей части узкой стенки двух параллельных прямоугольных волноводов.

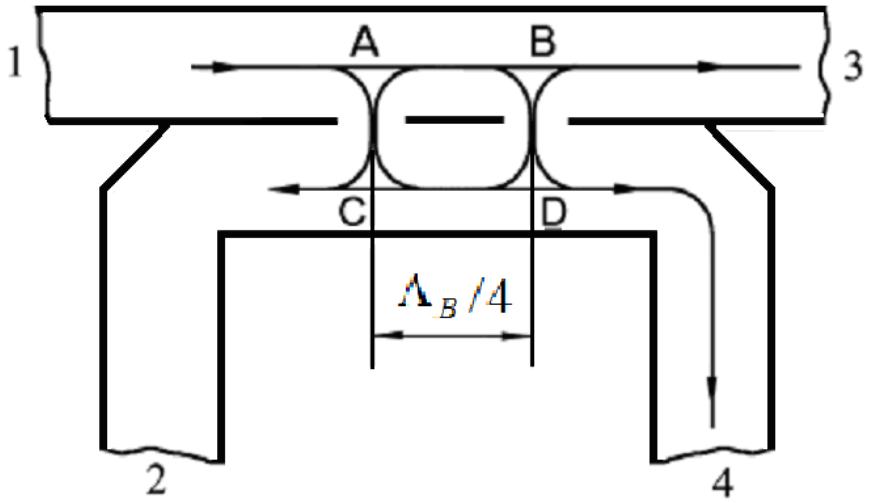


Рисунок 5.22 - Направленный ответвитель с двумя одинаковым отверстиями связи

Пусть волна H_{10} поступает в плечо 1. Большая часть мощности поступает в плечо 3 . Кроме того, каждое отверстие связи возбуждает во вторичном волноводе две волны, равные по амплитуде.

Волны, возбуждённые падающей волной и прошедшие из основного канала по путям ACD и ABD, складываются в точке D в синфазно и поступают в плечо 4. Волны же, прошедшие по путям AC и ABDC, в точке C противофазны, взаимно уничтожаются и в плечо 2 не поступают.

Аналогично работает направленный ответвитель при подаче волны в плечо 3 . Большая часть мощности поступает в плечо 1 . Волны, возбуждённые падающей волной и прошедшие из основного канала складываются синфазно в плече 2 , а в плече 4 – противофазно.

Переходное ослабление таких направленных ответвителей велико и составляет величину не менее 20 дБ, направленность не превышает 25 дБ.

Основным недостатком такого двухдырочного направленного

ответвителя является малая рабочая полоса частот, что связано с принципом его работы - при изменении длины волны расстояние между элементами связи уже не будет равно $\Lambda_B/4$ и полная компенсация волн будет отсутствовать.

Для уменьшения переходного ослабления и расширения рабочей полосы частот число отверстий увеличивают (рисунок 5.23).

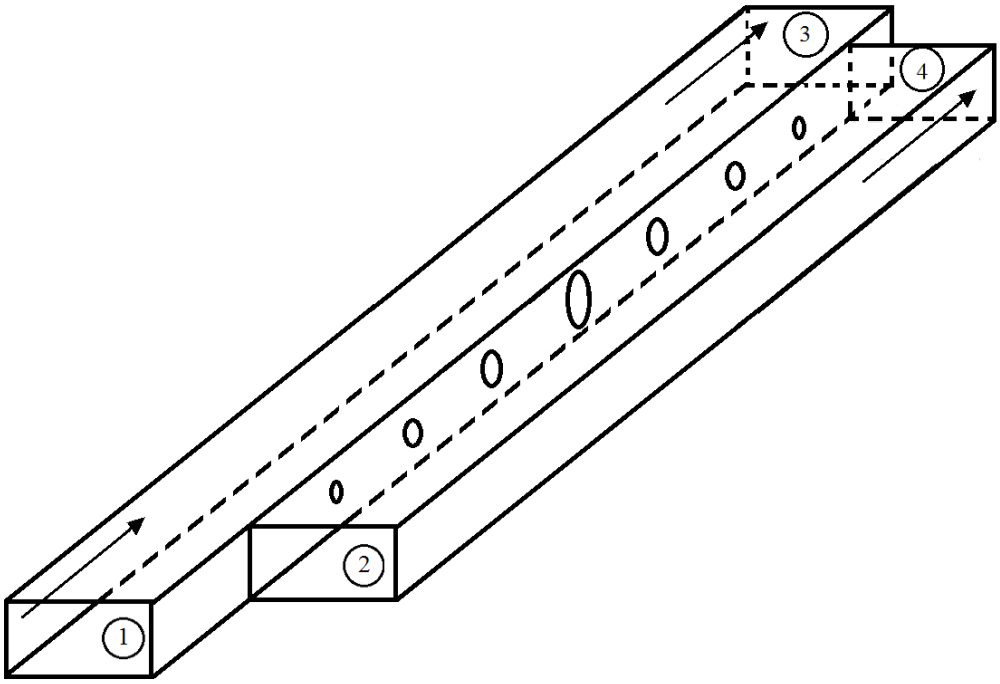


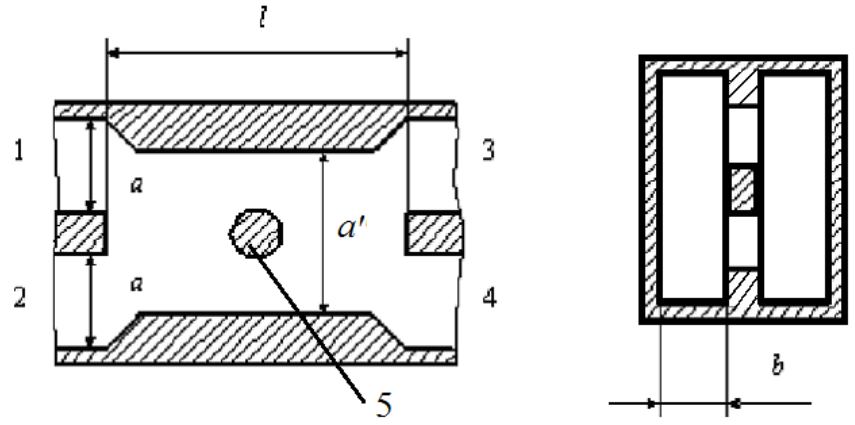
Рисунок 5.23 – Многодырочный волноводный направленный ответвитель

Значительного увеличения широкополосности направленного ответвителя можно достигнуть, используя такой выбор размеров элементов связи (диаметров отверстий), при котором амплитуда возбуждаемой во вторичной линии волны меняется от отверстия к отверстию по законам биноминального или чебышевского распределения (за счет соответствующего выбора уменьшения диаметров отверстий по отношению к центральному).

5.7.3.Мостовые устройства СВЧ

Мостами СВЧ называют направленные ответвители с переходным ослаблением 3 дБ. Таким образом, мост делит мощность поровну между плечами 3 и 4. Мосты СВЧ, являясь частным случаем направленных ответвителей, на эквивалентной схеме отображаются в виде восьмиполюсника.

Волноводно-щелевой мост в *H*-плоскости (рисунок 5.24а) представляет собой два прямоугольных волновода, часть общей узкой стенки которых длиной l вырезается.



- а - - б -

Рисунок 5.24 - Волноводно-щелевые мосты в *H* плоскости (а), в *E* плоскости (б)

В результате образуется широкий прямоугольный волновод с размерами поперечного сечения $a' \times b$. Размер a' этого волновода выбирается таким образом, чтобы в нем распространяющимися были волны H_{10} и H_{20}, т.е. чтобы выполнялось условие $\lambda < a' < 3\lambda/2$. При возбуждении плеча 1 волной H_{10} в широком волноводе возбуждаются волны H_{10} и H_{20}.

Эпюры поперечных составляющих электрического поля этих волн в месте возбуждения показаны на рисунке 5.25.

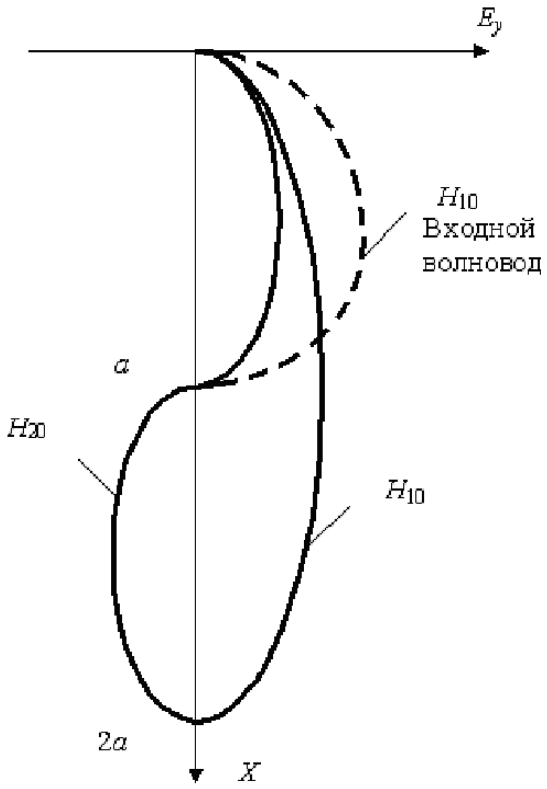


Рисунок 5.25 - Эпюры электрического поля волн H_{10} и H_{20} в плоскости входов 1 и 2 волноводно-щелевого моста

Из графиков следует, что в области входа 2 моста $a \le x \le 2a$, волны H_{10} и H_{20} широкого волновода находятся в противофазе. Поэтому плечо 2 является развязанным. Волны H_{10} и H_{20} в широком волноводе имеют разные фазовые скорости. Поэтому в месте расположения плеча 3 и 4 они приобретают разность фаз

$$\varphi = \varphi_{H_{10}} - \varphi_{H_{20}},$$

где $\varphi_{H_{10}} = \gamma_{H_{10}} l$, $\varphi_{H_{20}} = \gamma_{H_{20}} l$.

Здесь $\gamma_{H_{10}} = (2\pi/\lambda)\sqrt{1-(\lambda/2a')^2}$, $\gamma_{H_{20}} = (2\pi/\lambda)\sqrt{1-(\lambda/a')^2}$ – продольные постоянные распространения волн H_{10} и H_{20} в широком волноводе.

Для того, чтобы мощность поделилась поровну между плечами 3 и 4, необходимо так выбрать длину l, чтобы сдвиг фаз между волнами H_{10} и H_{20}

был равен $\varphi = \pi/2 + n\pi,\ n = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$. Таким образом, наименьшая длина моста l определяется из условия $\varphi = \pi/2$ и она равна

$$l = (\pi/2)\left(\gamma_{H_{10}} - \gamma_{H_{20}}\right).$$

Для устранения отраженной волны в центре широкого прямоугольного волновода с размерами поперечного сечения $a' \times b$ расположен емкостной штырь *5*.

Аналогично работает волноводно-щелевой мост в *E*-плоскости (рисунок 5.24б). Он представляет собой два прямоугольных волновода, в общей широкой стенке которых прорезано два, примыкающих к узким стенкам, прямоугольных отверстия. Таким образом, на участке длиной l образуется коаксиальная линия передачи с прямоугольным центральным проводником. Роль наружного проводника играют широкие стенки волновода. В области отверстий связи возбуждаются основная T–волна в коаксиальной линии, и волна прямоугольного волновода H_{10}. Длина моста l выбирается из условия обеспечения разности фаз $\pi/2$ между этими волнами:

$$l = (\pi/2)\left(\gamma_T - \gamma_{H_{10}}\right),$$

где $\gamma_T = 2\pi/\lambda$ – продольная постоянная распространения Т-волны в коаксиальной линии передачи.

Матрицы рассеяния рассмотренных волноводно-щелевых мостов одинаковы и имеют вид

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 0 & 0 & i & 1 \\ 0 & 0 & 1 & i \\ i & 1 & 0 & 0 \\ 1 & i & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

где i - мнимая единица.

6 АНТЕННЫ

6.1 Существующие конструкции антенн

Антенны являются обязательным элементом любой радиотехнической системы, использующей для передачи информации распространение электромагнитных волн.

Антенны в радиотехнических системах излучают или принимают электромагнитные волны. Соответственно различают передающие и приемные антенны, подключаемые либо к передатчику, либо к приемнику.

Передающая антенна преобразует энергию волн, поступающих по линии передачи от передатчика к антенне, в энергию свободных колебаний, распространяющихся в окружающем пространстве.

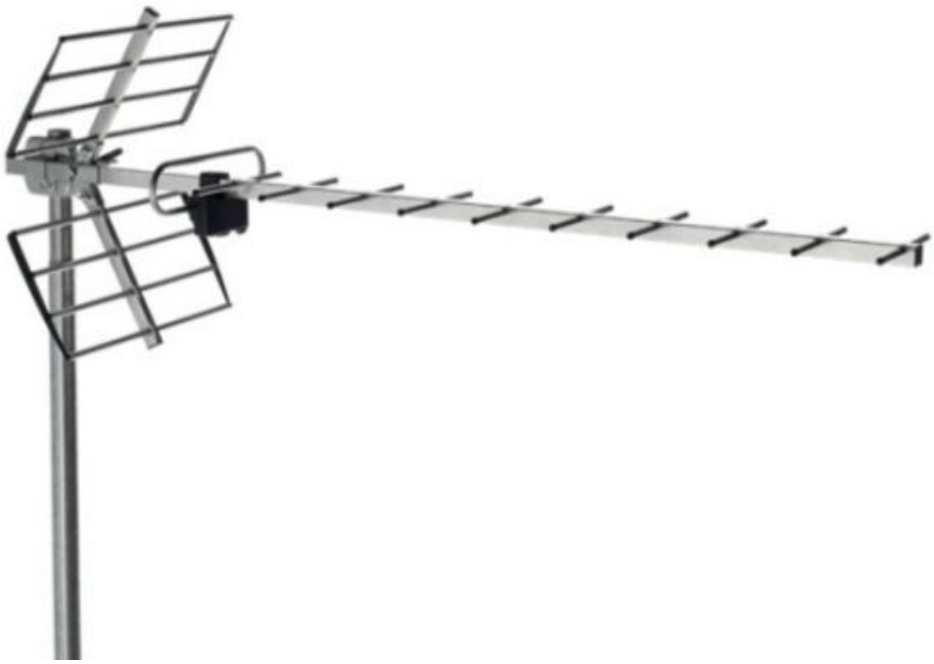
Приемная антенна улавливает энергию свободных колебаний и превращает ее в энергию волн, которая поступает по линии передачи на вход приемника.

Конструкции антенн отличаются большим разнообразием. На рисунке 6.1 приведены фотографии некоторых типов антенн.





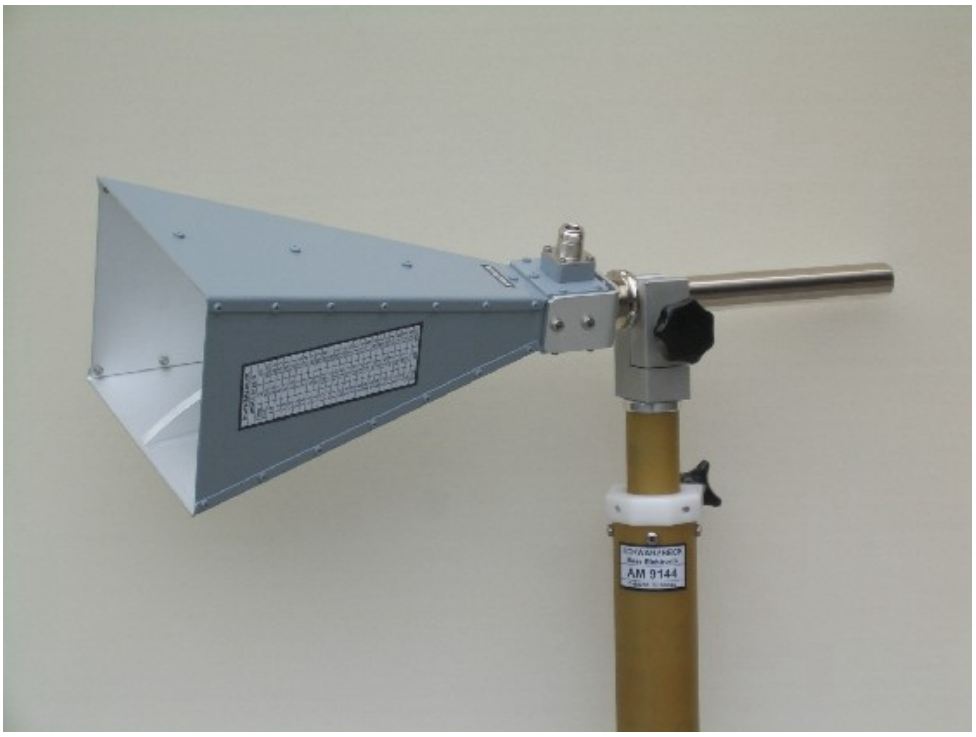


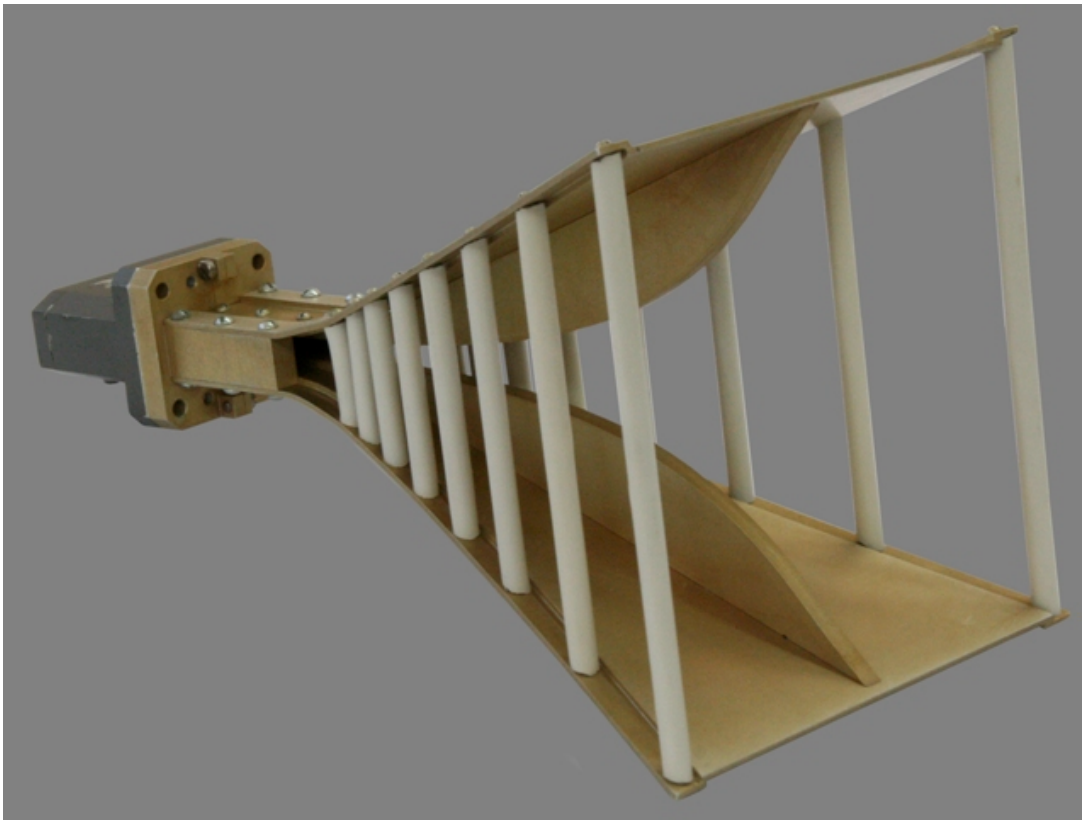









AM 9144

















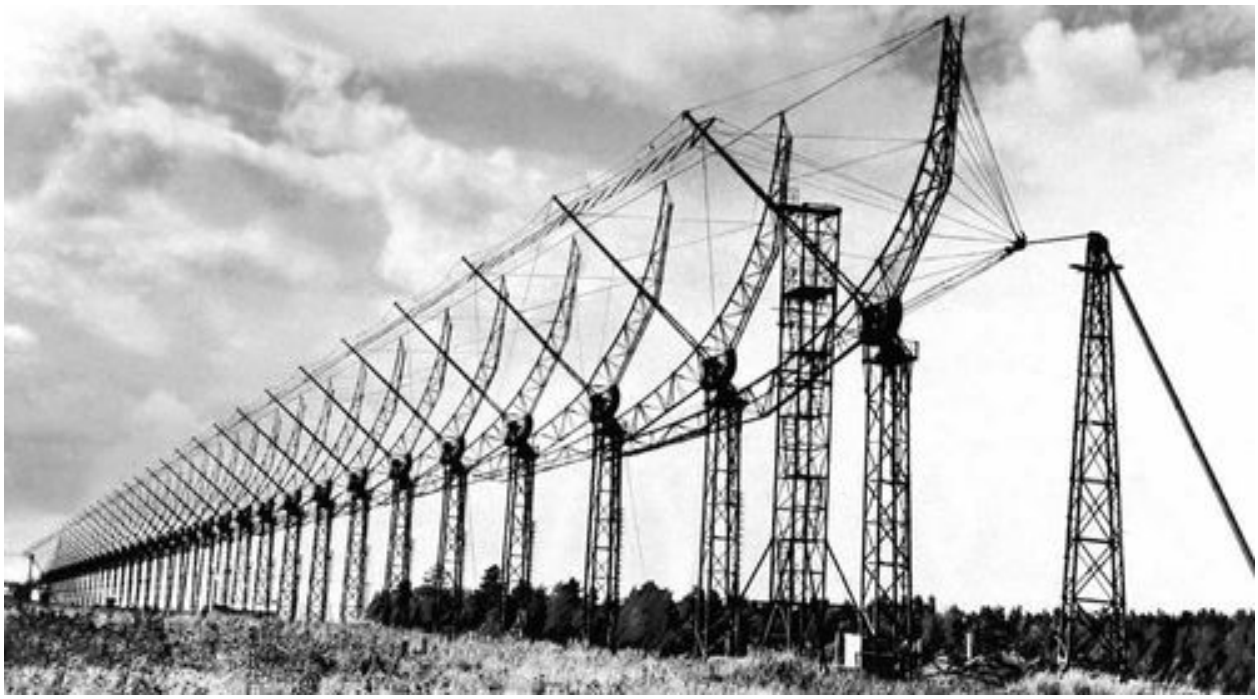


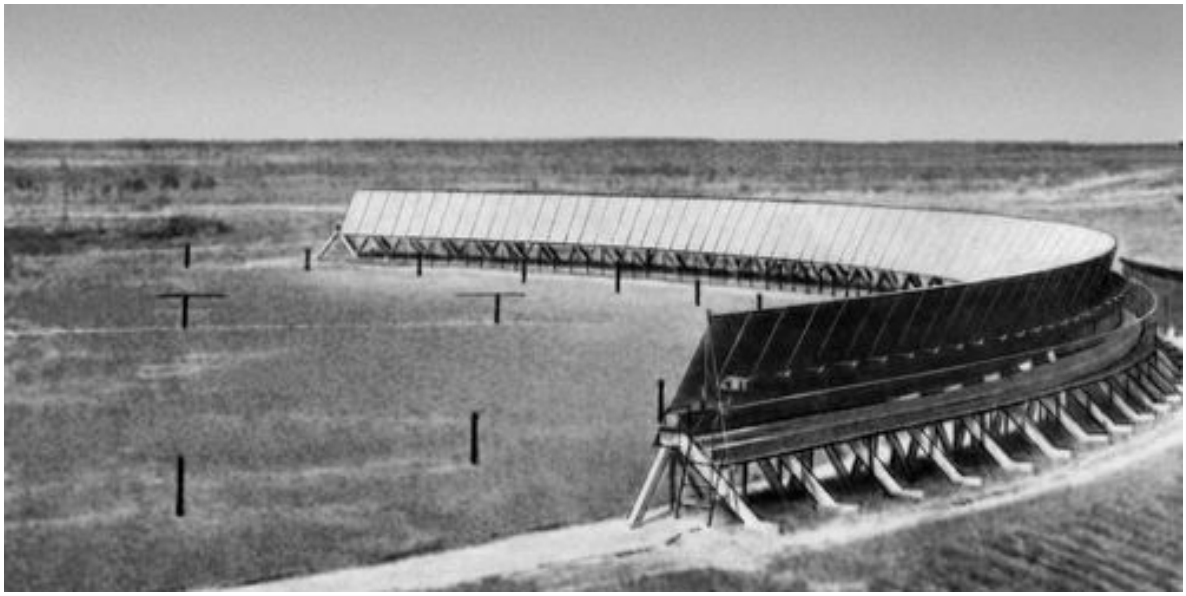










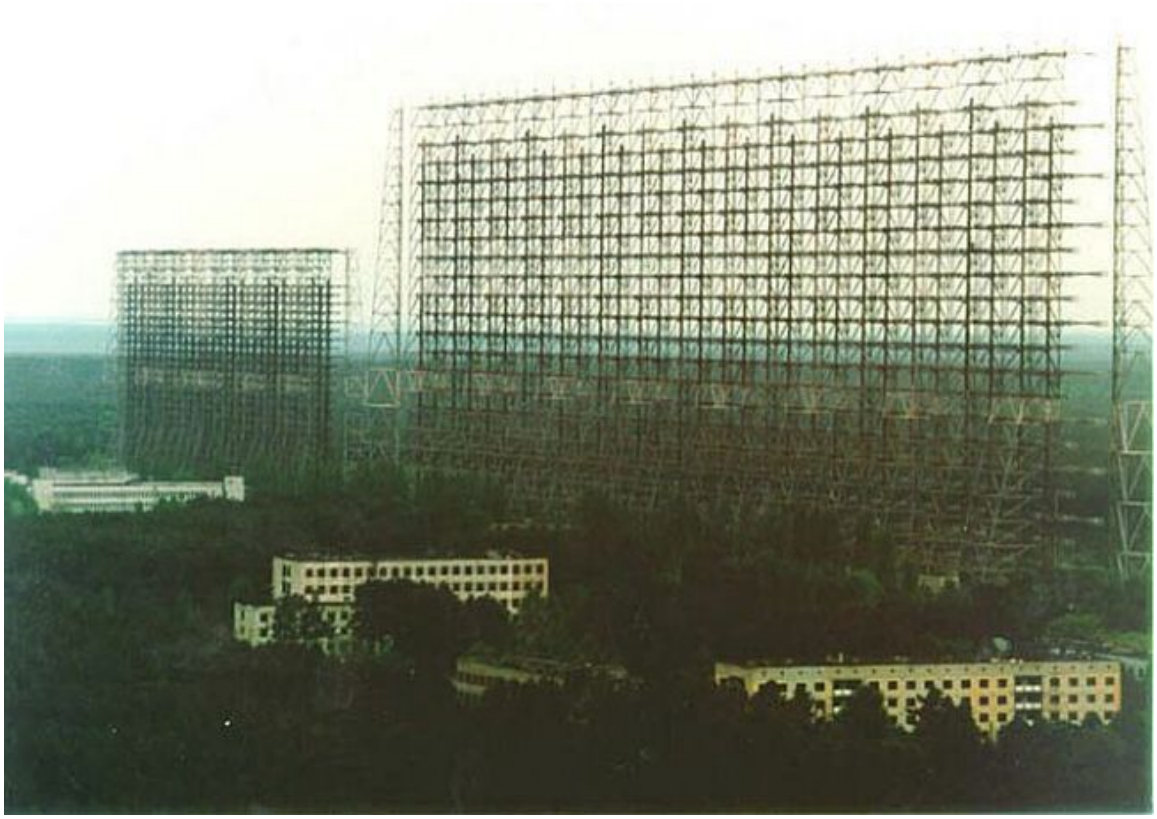









© 1998 Егор Егоров, http://www.chernobyl.kiev.ua/








2006 6 15

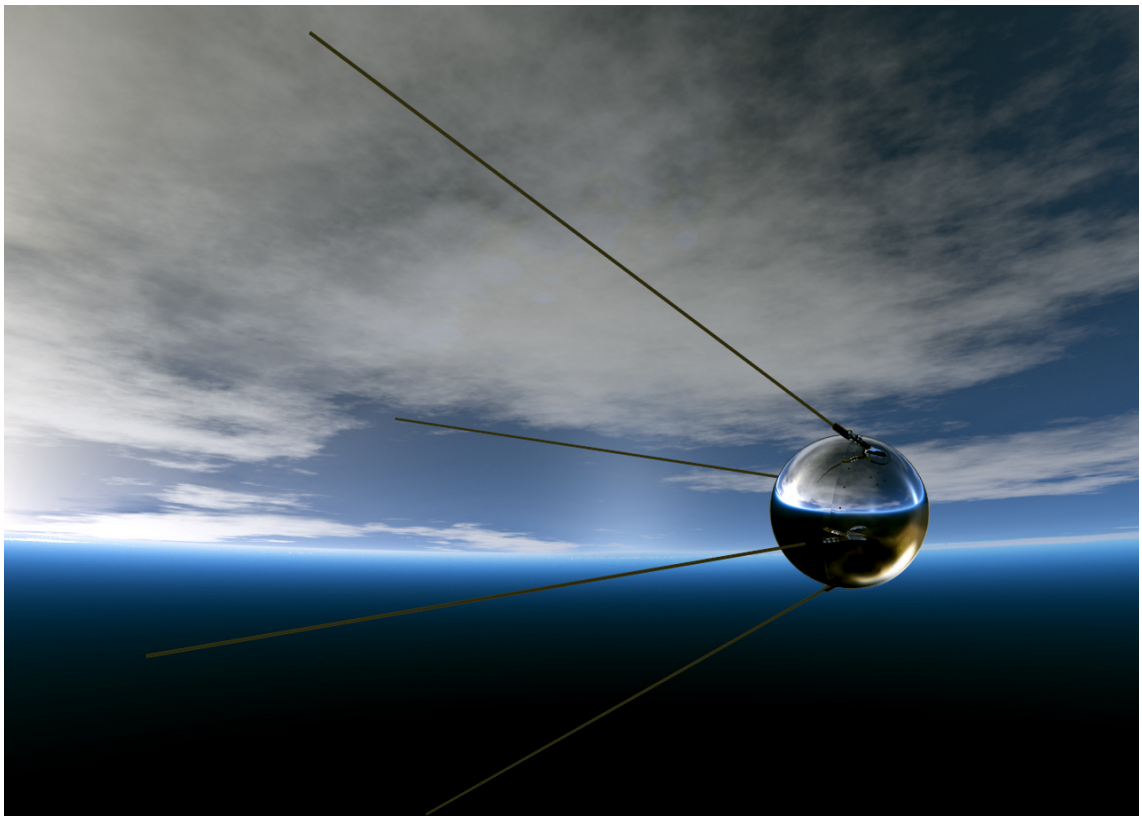




Рисунок 6.1 - Фотографии антенн

6.2 Классификация антенн

Классификацию антенн обычно проводят по способу формирования излучаемого поля, выделяя четыре класса антенн:

1. Излучатели небольших размеров ($l \le \lambda$) для диапазона частот 10 кГц - 1 ГГц. К числу антенн этого класса относятся вибраторные и щелевые антенны, полосковые и микрополосковые антенны, рамочные антенны.

2. Антенны бегущей волны с размерами от λ до 10λ для диапазона частот 3 МГц – 10 ГГц. К таким антеннам относятся спиральные, диэлектрические, директорные и импедансные антенны.

3. Антенные решетки с размерами от λ до 100λ и более для частот 3 Мгц - 30 ГГц. Это антенны, состоящие из большого числа отдельных излучателей. Независимое изменение фаз возбуждения каждого элемента антенной решетки обеспечивает возможность электрического управления диаграммой направленности.

4. Апертурные антенны с размерами от λ до 1000λ для диапазона частот 100 МГц—100 ГГц и выше. Наиболее распространены зеркальные, рупорные и линзовые антенны.

6.3 Основные параметры антенн

Основными параметрами антенн являются комплексная диаграмма направленности и ее числовые характеристики, поляризационная характеристика и коэффициент направленного действия антенны.

Комплексная диаграмма направленности – это зависимость в дальней зоне амплитуды, фазы и поляризации поля, излучаемого антенной, от угловых координат.

В дальней зоне напряженность электромагнитного поля, излучаемого антенной, в сферической системе координат R, Θ, φ определяется соотношением

$$\dot{\bar{E}} = A \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} \dot{\bar{E}}(\Theta, \varphi), \qquad (6.1)$$

где R, Θ, φ - координаты сферической системы координат,

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число,

A – множитель, определяющий амплитуду поля излучения антенны,

R – расстояние от антенны до точки наблюдения.

Функция $\dot{\bar{E}}(\Theta, \varphi)$ - это векторная комплексная диаграмма направленности антенны, представляет собой зависимость амплитуды, фазы и поляризации поля от угловых координат.

$$\dot{\bar{E}}(\Theta, \varphi) = F(\Theta, \varphi) \cdot e^{i\phi(\Theta, \varphi)} \cdot \dot{\bar{e}}(\Theta, \varphi) \cdot, \qquad (6.2)$$

где $F(\Theta, \varphi)$ – диаграмма направленности, показывающая зависимость амплитуды поля в дальней зоне от угловых координат,

$\phi(\Theta, \varphi)$ – фазовая диаграмма направленности,

$\dot{\bar{e}}(\Theta, \varphi)$ – поляризационная характеристика антенны - векторная функция, задающая ориентацию вектора электрического поля в пространстве и во времени.

Наибольший интерес представляет нормированная диаграмма направленности $F(\Theta, \varphi)$, наибольшее значение которой равно единице, т.е.

$$\max\left[F(\Theta, \varphi)\right] = 1.$$

Диаграмма направленности любой антенны представляет собой пространственную трехмерную поверхность.

Наиболее часто встречаются тороидальные, игольчатые, веерные и косекансные диаграммы направленности.

Характерной особенностью тороидальной диаграммы направленности является равномерное излучение в плоскости, перпендикулярной оси тороида (рисунок 6.2).

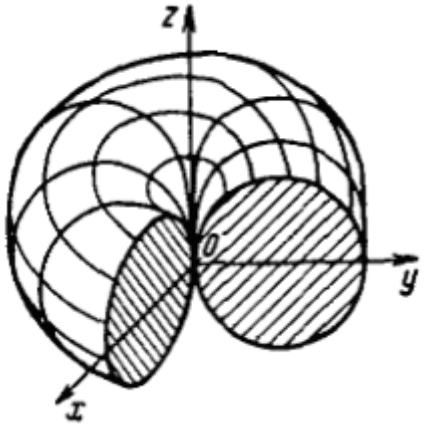


Рисунок 6.2 - Тороидальная диаграмма направленности

Область применения антенн с тороидальной диаграммой направленности - радиосвязь, радионавигация и радиовещание.

Игольчатые диаграммы направленности имеют на фоне многих боковых лепестков ярко выраженный главный лепесток почти симметричной формы (рисунок 6.3).

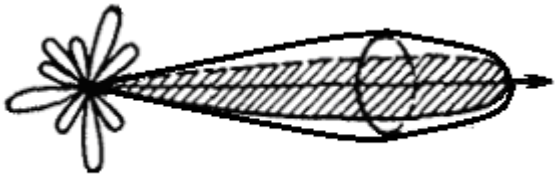


Рисунок 6.3 - Игольчатая диаграмма направленности

В веерных диаграммы направленности (рисунок 6.4) ширина главного лепестка в двух взаимно перпендикулярных плоскостях сильно отличается.

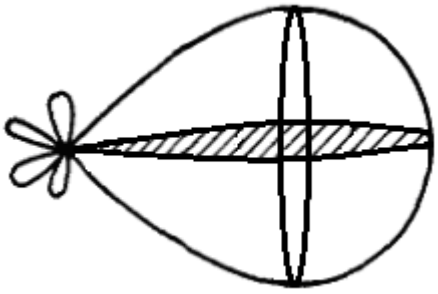


Рисунок 6.4 - Веерная диаграмма направленности

Антенны с игольчатыми и веерными диаграммами направленности применяют в радиолокационных станциях и радиосистемах связи.

В антеннах с косекансной диаграммой направленности главный лепесток имеет несимметричную форму (рисунок 6.5), причем его рабочая часть в одной из плоскостей (обычно вертикальной) определяется уравнением

$$F(\Theta) = \mathrm{cosec}(\Theta),$$

а в другой плоскости лепесток симметричен и имеет малую ширину.

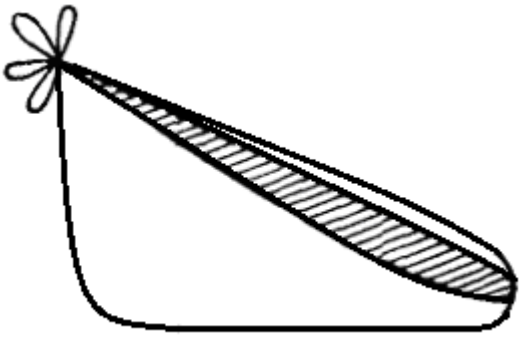


Рисунок 6.5 - Косекансная диаграмма направленности

Косекансные диаграммы направленности используются в самолетных радиолокационных станциях обзора земной поверхности и для наземных радиолокационных станций наблюдения за воздушной обстановкой. Рабочая часть косекансной диаграммы направленности обеспечивает одинаковую

интенсивность отраженных сигналов при различных наклонных дальностях до цели.

Пространственное изображение диаграмм направленностей подобно изображенным на рисунках 6.2 – 6.5 является сложным для построения и малоинформативным. Поэтому о форме пространственной диаграммы направленности обычно судят по ее сечениям в выбранных плоскостях. Для слабонаправленных антенн используют главные сечения сферической системы координат. Для остронаправленных игольчатых и веерных диаграмм направленностей чаще выбирают пары перпендикулярных сечений, проходящих через направление максимального излучения. Одно из сечений берется в плоскости, где главный лепесток диаграммы направленности имеет наименьшую ширину.

Для изображения диаграмм направленностей используют полярные или декартовы координаты в различных амплитудных масштабах - линейном (по полю), квадратичном (по мощности) или логарифмическом.

Различные способы представления одной и той же двумерной диаграммы направленности приведены ниже.

Диаграммы направленностей в полярных координатах (рисунок 6.6)

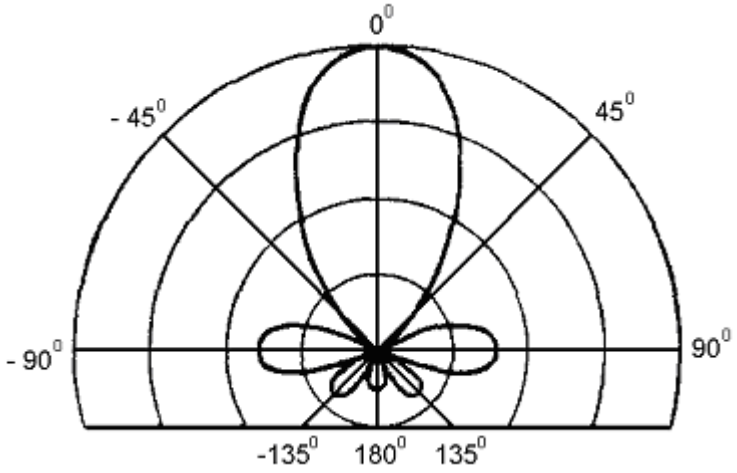


Рисунок 6.6 - Диаграмма направленности в полярных координатах

наглядны, однако по ним трудно определять угловые положения экстремумов излучения.

Узкие диаграммы направленности (рисунок 6.7) удобно представлять в декартовой системе координат.

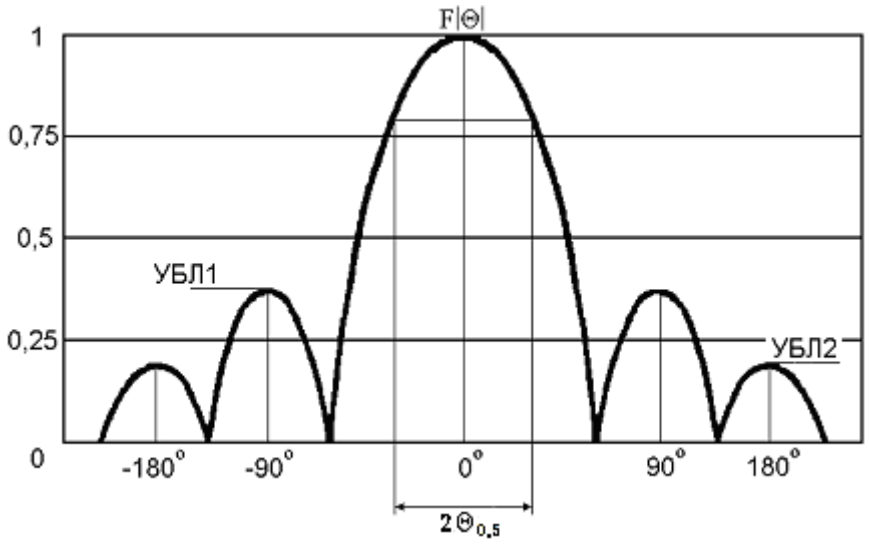


Рисунок 6.7 - Диаграмма направленности в декартовой системе координат

Диаграммы направленности при их изображении в квадратичном масштабе (рисунок 6.8) имеют тенденцию к уменьшению размеров изобра-

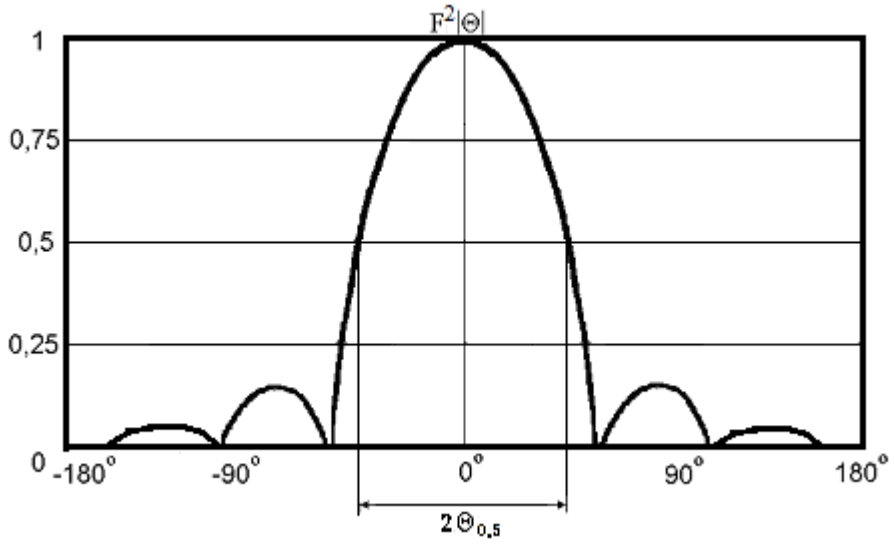


Рисунок 6.8 - Диаграмма направленности в декартовой системе координат в квадратичном масштабе

женных боковых лепестков и поэтому непригодны для изображения диаграмм направленностей антенн с низким уровнем бокового излучения.

Логарифмический масштаб вводится соотношением $20 \cdot \lg\left|F(\Theta,\varphi)\right|$ и хорошо передает особенности диаграмм направленностей в широком динамическом диапазоне (рисунок 6.9).

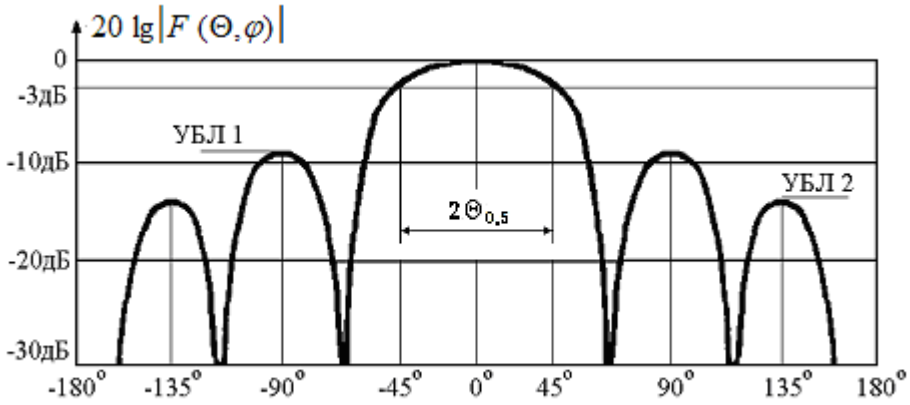


Рисунок 6.9 - Диаграмма направленности в декартовой системе координат в логарифмическом масштабе

Важными характеристиками диаграммы направленности являются:

Θ_0 - направление главного максимума,

$2\Theta_{0.5}$ - ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности,

УБЛ - уровень боковых лепестков.

Коэффициент направленного действия антенны (КНД) – это число, показывающее во сколько раз должна быть увеличена излучаемая мощность при замене направленной антенны на антенну с изотропной диаграммой направленности, чтобы напряженности полей, создаваемые этими антеннами в точке наблюдения, были одинаковыми.

Для узких диаграмм направленности коэффициент направленного действия антенны и ширина диаграммы направленности в двух плоскостях связаны между собой соотношением

$$КНД \approx \frac{25000 \ldots 32000}{2\Theta_{0.5} \cdot 2\varphi_{0.5}}, \qquad (6.3)$$

где $2\Theta_{0.5}$, $2\varphi_{0.5}$ - ширина диаграммы направленности в разных плоскостях, выраженная в градусах.

Поляризационная характеристика поля излучения антенны $\bar{e}(\Theta,\varphi)$ представляет собой единичный вектор поляризации, совпадающий по направлению с вектором электрического поля антенны и описывающий зависимость его ориентации от угловых координат во времени.

Вид поляризации поля, излучаемого антенной, определяют по форме кривой, которую описывает конец вектора $\bar{e}(\Theta,\varphi)$ за период высокочастотных колебаний в плоскости, перпендикулярной к направлению на точку наблюдения (рисунок 6.10).

Существует два вида поляризации поля :

- линейная поляризация,
- вращающаяся поляризация.

Вращающаяся поляризация бывает круговая или эллиптическая, причем либо правого (по часовой стрелке), либо левого (против часовой стрелки) вращения.

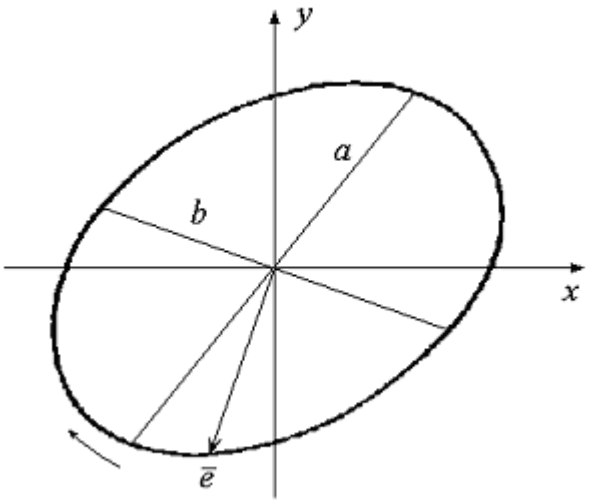


Рисунок 6.10 - Поляризационный эллипс

Наиболее часто применяются антенны с линейной или круговой поляризациями поля излучения правого или левого вращения.

Мощность электромагнитной волны, излучаемую антенной, можно найти с использованием вектора Пойнтинга, т.е. интегрированием среднего значения вектора Пойнтинга по поверхности сферы большого радиуса (в дальней зоне), в центре которой находится антенна.

Выразим мощность излучения направленной антенны через напряженность электрического поля этой антенны E_A в дальней зоне.

Плотность потока мощности излучения направленной антенны в точке наблюдения с координатами R, θ, φ равна

$$П_A = \frac{E_A^2}{2Z_B} \ ,$$

где Z_B - характеристическое сопротивление свободного пространства.

Полная мощность излучения антенны в соответствии с теоремой Умова-Пойнтинга, определяется соотношением

$$P_П = \oint_S П_A \cdot dS \ .$$

В этом соотношении интеграл берется по замкнутой поверхности, окружающей антенну - сфере радиуса r=const. Учитывая, что в сферической системе координат $dS = r^2 \sin(\theta) \cdot d\theta \cdot d\varphi$, $0 \le \theta \le \pi$, $0 \le \varphi \le 2\pi$, получим

$$P_{П} = \oint_S П_A \cdot dS = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{E_A^2}{2Z_B} \cdot r^2 \cdot \sin(\theta) \cdot d\varphi \cdot d\theta .$$

Это соотношение используют при расчете сопротивления излучения антенны.

6.4 Методы расчета электромагнитного поля антенн

Пусть в некотором объеме V' находятся источники сторонних электрических и магнитных полей с векторами объемных плотностей $\dot{\bar{j}}^{Э,M}$ (рисунок 6.11).

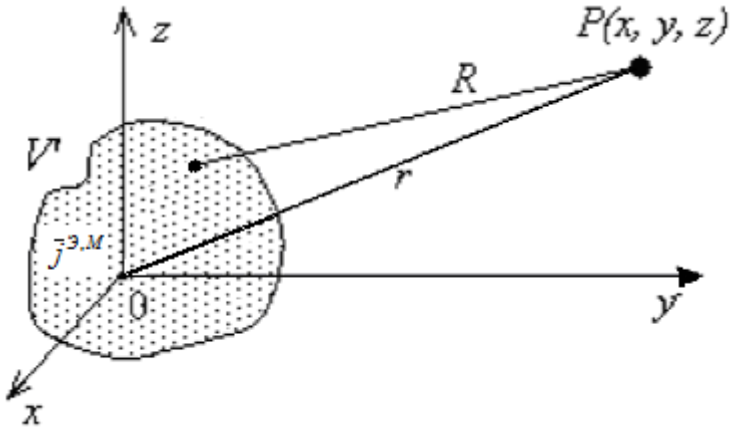


Рисунок 6.11 - К расчету электромагнитного поля, возбуждаемого сторонними электрическим $\dot{\bar{j}}^{Э}$ и магнитным $\dot{\bar{j}}^{M}$ токами

Электромагнитное поле, возбуждаемое сторонними электрическим $\dot{\bar{j}}^{Э}$ и магнитным $\dot{\bar{j}}^{M}$ токами, описываются уравнениями Максвелла

$$\begin{cases} rot(\dot{\bar{H}}) = i\omega\varepsilon_a \dot{\bar{E}} + \dot{\bar{j}}^{Э} \\ rot(\dot{\bar{E}}) = -i\omega\mu_a \dot{\bar{H}} - \dot{\bar{j}}^{M} \end{cases}. \qquad (6.4)$$

В курсе электродинамики показано, что эту систему уравнений можно преобразовать к системе уравнений относительно электрического $\dot{\bar{A}}^{Э}$ и магнитного $\dot{\bar{A}}^{M}$ векторных потенциалов

$$\begin{cases} \nabla^2 \dot{\bar{A}}^{Э} + k^2 \dot{\bar{A}}^{Э} = \dot{\bar{j}}^{Э} \\ \nabla^2 \dot{\bar{A}}^{M} + k^2 \dot{\bar{A}}^{M} = -\dot{\bar{j}}^{M} \end{cases}, \qquad (6.5)$$

где $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число.

Решение этой системы уравнений имеет вид

$$\dot{\bar{A}}^{Э,M}(x,y,z) = \frac{1}{4\pi}\int_{V'} \bar{j}^{Э,M}(x',y',z') \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} \cdot dV', \qquad (6.6)$$

где $R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ - расстояние между точкой интегрирования и точкой наблюдения $P(x,y,z)$.

Зная электрический $\dot{\bar{A}}^{Э}$ и магнитный $\dot{\bar{A}}^{M}$ векторные потенциалы, можно определить электрическое и магнитное поля по соотношениям

$$\begin{cases} \dot{\bar{E}} = -i\omega\mu_a \dot{\bar{A}}^{Э} + \dfrac{1}{i\omega\varepsilon_a} \cdot grad(div(\dot{\bar{A}}^{Э})) - rot(\dot{\bar{A}}^{M}) \\ \dot{\bar{H}} = -i\omega\varepsilon_a \dot{\bar{A}}^{M} + \dfrac{1}{i\omega\mu_a} \cdot grad(div(\dot{\bar{A}}^{M})) + rot(\dot{\bar{A}}^{Э}) \end{cases}. \qquad (6.7)$$

Из этого соотношения следует, что в общем случае сторонние электрический $\dot{\bar{j}}^{Э}$ и магнитный $\dot{\bar{j}}^{M}$ токи возбуждают электрическое $\dot{\bar{E}}$ и магнитное $\dot{\bar{H}}$ поля, которые имеют по три составляющих.

В дальней зоне, когда расстояние R от области V' до точки наблюдения $P(x,y,z)$ значительно больше размеров области V' и длины волны, соотношения (6.7) значительно упрощаются и их можно представить в виде

$$\begin{cases} \dot{E}_\theta = -i\dfrac{2\pi}{\lambda}\cdot\left[Z_C\dot{A}^{\Э}_{\theta\,\infty} + \dot{A}^{M}_{\varphi\,\infty}\right], \\ \dot{E}_\varphi = -i\dfrac{2\pi}{\lambda}\cdot\left[Z_C\dot{A}^{\Э}_{\varphi\,\infty} - \dot{A}^{M}_{\theta\,\infty}\right], \\ \dot{E}_R = 0, \\ \dot{H}_\varphi = \dfrac{\dot{E}_\theta}{Z_C}, \\ \dot{H}_\theta = -\dfrac{\dot{E}_\varphi}{Z_C}, \\ \dot{H}_R = 0, \end{cases} \tag{6.8}$$

где Z_C - характеристическое сопротивление свободного пространства,

$$Z_C = \sqrt{\frac{\mu_a}{\varepsilon_a}} = 120\pi\cdot\sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}}\,.$$

Из приведенных соотношений можно сделать выводы, характеризующие электромагнитное поле излучения в дальней зоне для произвольной системы сторонних источников:

1. Распределение электромагнитного поля в пространстве зависит только от закона распределения сторонних источников $\bar{j}^{\Э}$ и $\bar{j}^{M}$ в области V'.
2. Поле имеет поперечный характер, так как $\dot{E}_R = 0$, $\dot{H}_R = 0$.
3. В окрестности любой точки наблюдения поле локально имеет характер плоской волны, так как поперечные составляющие электрического и магнитного полей связаны между собой через характеристическое сопротивление свободного пространства Z_C .

4. Поток мощности от источников направлен в радиальном направлении.
5. Зависимость амплитуды электромагнитного поля от расстояния имеет вид расходящейся сферической волны.

По известному распределению источников в пространстве приведенные соотношения позволяют рассчитать распределение поля в пространстве.

6.5 Характеристики антенной решетки

Рассмотрим систему из N идентичных излучателей, расположенных в области V' и одинаково ориентированных в пространстве.

Расположим *n*-ый излучатель в начале координат (рисунок 6.12).

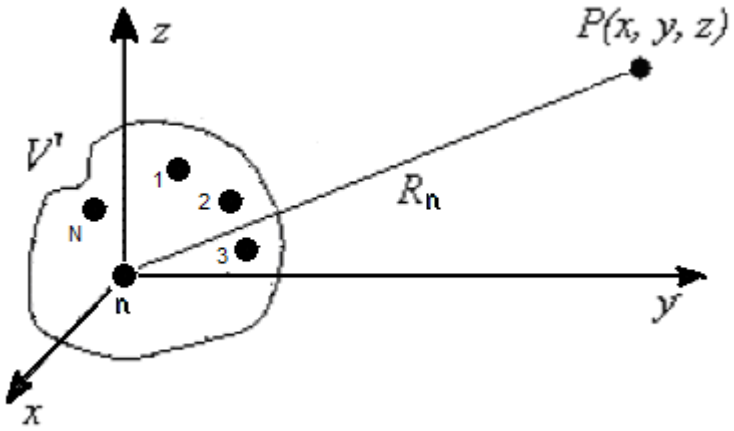


Рисунок 6.12 - К расчету электромагнитного поля, возбуждаемого системой из N идентичных излучателей

Из соотношений (6.6 – 6.8) следует, что поле от *n* – ого излучателя в дальней зоне можно представить в виде

$$\dot{\overline{E}}_n = \dot{\overline{e}}_n(\Theta,\varphi)\cdot A_n \cdot \frac{e^{-ikR_n}}{R_n}\cdot F_n(\Theta,\varphi)\cdot e^{i\phi_n(\Theta,\varphi)}, \qquad (6.9)$$

где R, Θ, φ - координаты сферической системы координат,

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число,

$\dot{\overline{e}}_n(\Theta,\varphi)$ – поляризационная характеристика n-ого излучателя, задающая ориентацию вектора электрического поля в пространстве и во времени.

A_n – множитель, определяющий нормированную комплексную амплитуду поля излучения n-ого излучателя,

R_n – расстояние от n-ого излучателя до точки наблюдения.

Так как излучатели идентичны, одинаково ориентированы в пространстве, то в дальней зоне в точке наблюдения $P(x,y,z)$ будут иметь одинаковую поляризацию. Результирующее поле будет равно сумме комплексных полей отдельных излучателей

$$\dot{\overline{E}} = \sum_{n=1}^{N}\dot{\overline{E}}_n = \sum_{n=1}^{N}\dot{\overline{e}}_n(\Theta,\varphi)\cdot A_n \cdot \frac{e^{-ikR_n}}{R_n}\cdot F_n(\Theta,\varphi)\cdot e^{i\phi_n(\Theta,\varphi)} \qquad (6.10)$$

Из анализа этого выражения применительно к дальней зоне можно сделать следующие выводы:

1. Направления из любой точки области V' на точку "P" дальней зоны можно считать параллельными, т.е. $\theta_1 = \theta_2 = ... = \theta;\ \varphi_1 = \varphi_2 = ... = \varphi.$

В силу идентичности и одинаковой ориентировки излучателей значения диаграмм направленностей всех излучателей на точку наблюдения будут одинаковы и равны соответствующему значению диаграммы направленности первого излучателя

$$F_1(\Theta,\varphi) = F_2(\Theta,\varphi) = ... = F_N(\Theta,\varphi),$$

$$\phi_1(\Theta,\varphi) = \phi_2(\Theta,\varphi) = ... = \phi_N(\Theta,\varphi),$$

$$\dot{\bar{e}}_1(\Theta,\varphi) = \dot{\bar{e}}_2(\Theta,\varphi) = ... = \dot{\bar{e}}_N(\Theta,\varphi).$$

2. Множитель $1/R_n$ определяет зависимость амплитуды поля от расстояния. Для дальней зоны можно считать, что $1/R_n \approx 1/R_1$.

3. Множитель e^{-ikR_n} характеризует изменение фазы поля *i*-го излучателя в зависимости от расстояния. В этом множителе нельзя полагать, что $R_n \approx R_1$, так как даже небольшая разность в расстояниях между излучателями ведет к существенному фазовому сдвигу.

С учетом идентичности излучателей в дальней зоне выражение (6.10) можно преобразовать к виду

$$\dot{\bar{E}} = \dot{\bar{e}}_1(\Theta,\varphi) \cdot F_1(\Theta,\varphi) \cdot e^{i\phi_1(\Theta,\varphi)} \cdot \frac{1}{R_1} \sum_{n=1}^{N} A_n \cdot e^{-ikR_n} \qquad (6.11)$$

Из этого соотношения следует, что амплитудная диаграмма направленности системы из N идентичных и одинаково ориентированных в пространстве излучателей в области V' определяется соотношением

$$F(\theta,\varphi) = F_1(\theta,\varphi) \cdot F_P(\theta,\varphi), \qquad (6.12)$$

где $F_1(\theta,\varphi)$ - диаграмма направленности одного излучателя,

$F_P(\theta,\varphi)$ - множитель решетки (или множитель направленности системы или множитель комбинирования), величина которого определяется соотношением

$$F_P(\Theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} \dot{A}_n \cdot e^{-ikR_n} \qquad (6.13)$$

Таким образом, результирующая комплексная диаграмма направленности системы идентичных, одинаково ориентированных

излучателей равна произведению диаграммы направленности одного излучателя на множитель решетки.

Выражение (6.12) описывает правило перемножения диаграмм направленности и применимо к антеннам любой конфигурации.

Таким образом, антенну с остронаправленными свойствами можно получить с помощью системы слабонаправленных излучателей, если обеспечить требуемый множитель решетки. Последний можно подобрать соответствующим амплитудным и фазовым распределением питания отдельных излучателей.

Рассмотрим свойства множителя системы излучателей для случаев размещения их на одной линии (линейная система) и на плоскости (раскрыв).

6.6 Равноамплитудная эквидистантная линейная антенная решетка изотропных излучателей

В современных антеннах широко применяются дискретные системы, состоящие из ряда отдельных излучателей (элементов). Эти системы называются антенными решетками. Число элементов в антенной решетке может составлять от двух до нескольких тысяч. В качестве элементов антенной решетки обычно используются слабонаправленные излучатели. Элементы антенной решетки размещаются или на отрезке прямой (линейные антенной решетки), или на плоскости (плоские антенной решетки). Как правило, решетки состоят из идентичных и одинаково ориентированных излучателей. К подобным системам можно применить правило перемножения диаграмм направленности.

Рассмотрим линейную эквидистантную антенную решетку, т.е. систему излучателей, фазовые центры которых находятся на отрезке прямой длиной L, а расстояние между соседними излучателями одинаковы и равны d (рисунок 6.13).

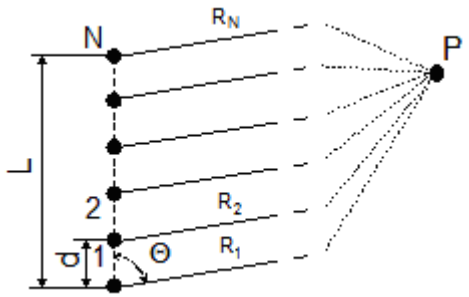


Рисунок 6.13 – Линейная эквидистантная антенная решетка

Рассмотрим характеристики линейной эквидистантной антенной решетки изотропных излучателей, у которых между соседними излучателями фазовый сдвиг постоянен.

Для такой системы излучателей справедливы равенства:

$$R_2 = R_1 - d \cdot \cos(\theta),$$

$$R_3 = R_1 - 2d \cdot \cos(\theta),$$

$$R_4 = R_1 - 3d \cdot \cos(\theta),$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$R_N = R_1 - (N-1)d \cdot \cos(\theta).$$

Так как излучатели изотропны, то модуль диаграммы направленности равен единице. Зададим закон изменения фазовой диаграммы направленности в виде

$$\phi_n(\theta,\varphi) = -(n-1) \cdot \Delta\Phi, \qquad (6.14)$$

где $\Delta\Phi$ - сдвиг фаз между соседними излучателями.

Подставляя эти условия в (6.12 - 6.13), получим

$$F(\Theta,\varphi) = F_1(\Theta,\varphi)F_P(\Theta,\varphi) = 1 \cdot F_P(\Theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} \dot{A}_n \cdot e^{-ikR_n} \qquad (6.15)$$

Подставляя (6.14) в соотношение (6.15), получим

$$F(\Theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} 1 \cdot e^{-i(n-1)\cdot\Delta\Phi} \cdot e^{-ik(R_1-(n-1)d\cdot\cos(\theta))} = e^{-ikR_1} \cdot \sum_{n=1}^{N} e^{ik(n-1)d\cdot\cos(\theta)-i(n-1)\cdot\Delta\Phi} . \qquad (6.16)$$

Преобразуя это соотношение, получим

$$F(\Theta,\varphi) = e^{-ikR_1} \cdot \sum_{n=1}^{N} e^{i(n-1)[kd\cdot\cos(\theta)-\Delta\Phi]} \qquad (6.17)$$

Ряд в правой части выражения (6.17) представляет собой сумму членов геометрической прогрессии

$$1 + q + q^2 + \ldots + q^{N-1} = \left(1 - q^N\right)/\left(1 - q\right),$$

где q – знаменатель прогрессии, $q = e^{i[kd\cdot\cos(\theta)-\Delta\Phi]}$.

Тогда преобразуя (6.17) и учитывая, что $\frac{e^{ix} - e^{-ix}}{2i} = \sin(x)$, получим следующее выражение для диаграммы направленности эквидистантной линейной антенной решетки изотропных излучателей:

$$F(\theta,\varphi) = \frac{1}{N}\left|\frac{\sin\frac{N}{2}(kd\cos\theta - \Delta\Phi)}{\sin\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \Delta\Phi)}\right| = \frac{1}{N}\left|\frac{\sin\psi}{\sin\frac{\psi}{N}}\right| \qquad (6.18)$$

где $\psi = \frac{Nkd}{2}\cdot[\cos(\theta) - \xi]$,

$\xi = \frac{\Delta\Phi}{kd}$.

Построим нормированную амплитудную диаграмму направленности решетки линейной эквидистантной антенной решетки изотропных излучателей в зависимости от обобщенного параметра ψ при N=7 по соотношению

$$F(\theta,\varphi)=\frac{1}{N}\left|\frac{\sin(\psi)}{\sin(\frac{\psi}{N})}\right| \qquad (6.19)$$

График зависимости приведен на рисунке 6.14

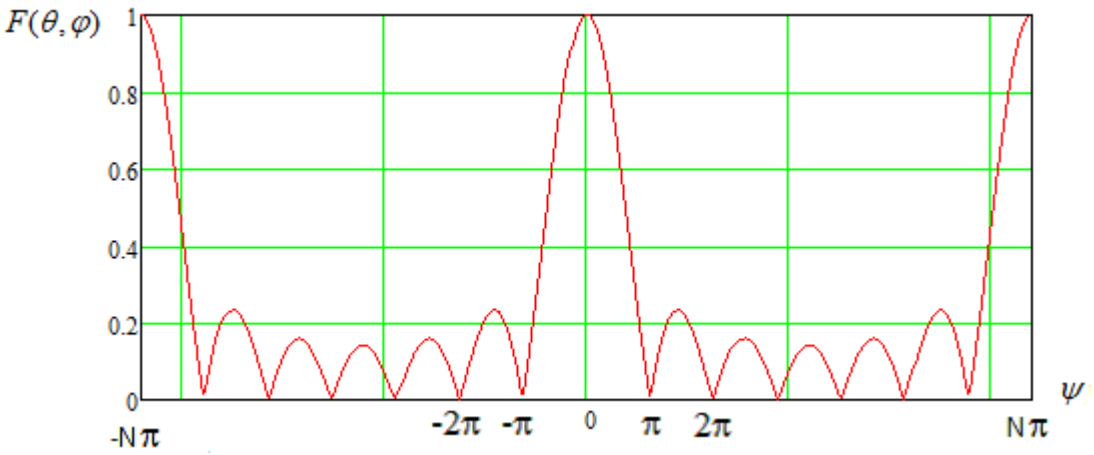


Рисунок 6.14 Диаграмма направленности линейной эквидистантной антенной решетки изотропных излучателей в зависимости от обобщенного параметра ψ при N=7

Из соотношений (6.19) и рисунка 6.14 можно сделать следующие выводы:

1. Диаграмма направленности линейной эквидистантной антенной решетки изотропных излучателей является периодической функцией переменной ψ. Величина периода равна Nπ.

2. Диаграмма направленности имеет ряд одинаковых максимумов, соответствующих значениям $\psi = N\pi m$ где $m = 0,\pm1,\pm2,..$ Максимум, соответствующий $m = 0$, называют нулевым (главным); $m = \pm1$ - максимумом первого порядка и т.д.

Ненулевые максимумы называют дифракционными.

3. Между соседними главными максимумами имеется (N-1) нулей и (N-2) боковых лепестков.

Нули диаграммы направленности соответствуют значениям:

$$\psi_{0n} = \pi \cdot n, \quad \text{где } n = \pm1, \pm2, \ldots, \; n \neq mN$$

Максимумы боковых лепестков находятся примерно посредине между соседними нулями, поэтому их положение можно найти по формуле:

$$\psi_{бn} \approx \frac{\pi(2n+1)}{2}, \tag{6.20}$$

где $n = \pm1, \pm2, \ldots, \; n \neq mN, \; n \neq mN-1$.

4. Максимумы боковых лепестков убывают при удалении от главного лепестка. Наименьшими являются лепестки, находящиеся посредине между главными лепестками. Приближенно уровень боковых лепестков можно найти, если в выражение (6.19) подставить значения ψ, определяемое соотношением (6.20)

$$F_{бn} = \frac{1}{N} \cdot \left| \frac{1}{\sin \frac{\pi}{N}(n+1/2)} \right|.$$

При увеличении числа элементов решетки N амплитуда боковых лепестков уменьшается. При $N \to \infty$ минимальное значение амплитуды

наибольшего бокового лепестка составляет значение $F_{бп} = \frac{2}{3\pi} = 0.21$, т.е. 21% от уровня главного лепестка.

5. Угол θ изменяется в пределах от 0 до π. Область значений $\psi_{\min} \ldots \psi_{\max}$, соответствующая изменению угла θ от 0 до π, называется зоной видимости. Область значений $\psi_{\min}$, $\psi_{\max}$ можно определить из условий

$$\theta = 0, \qquad \psi_{\max} = \frac{Nkd}{2} \cdot [\cos(0) - \xi] = \frac{Nkd}{2} \cdot [1 - \xi],$$

$$\theta = \pi, \qquad \psi_{\min} = \frac{Nkd}{2} \cdot [\cos(\pi) - \xi] = \frac{Nkd}{2} \cdot [-1 - \xi].$$

Из этих соотношений следует, что

$$\psi_{\max} - \psi_{\min} = Nkd .$$

Это означает, что чем больше электрическая длина антенны Nkd, тем больше число дополнительных максимумов находится в зоне видимости. При достаточно большой величине Nkd в зоне видимости могут находиться основной и дифракционные максимумы.

6. Положение основного максимума диаграммы направленности в пространстве определяется из условия

$$\psi = \frac{Nkd}{2} \cdot [\cos(\theta_{ГЛ}) - \xi] = 0 .$$

Из этого соотношения следует

$$\cos(\theta_{ГЛ}) = \xi = \frac{\Delta\Phi}{kd} . \qquad (6.21)$$

Выражение (6.21) показывает, что угловое положение главного лепестка при заданных длине волны и периоде решетки зависит от фазового сдвига $\Delta\Phi$ между соседними излучателями. Чтобы наклонить луч в пределах от 0° до 180° относительно центрального положения, надо изменять величину $\Delta\Phi$ в пределах $\pm kd$.

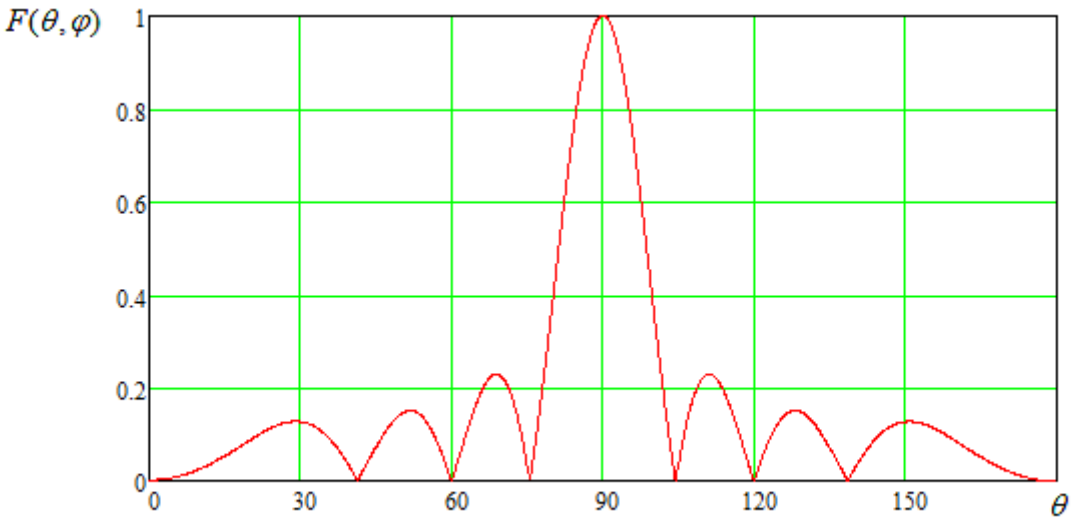
Это свойство множителя системы лежит в основе электрического способа изменения положения главного лепестка диаграммы направленности и используется в фазированных антенных решетках с фазовым управлением.

Другой способ изменения положения главного лепестка диаграммы направленности основан на изменении частоты (или длины волны) сигнала. Это свойство множителя системы используется в фазированных антенных решетках с частотным управлением.

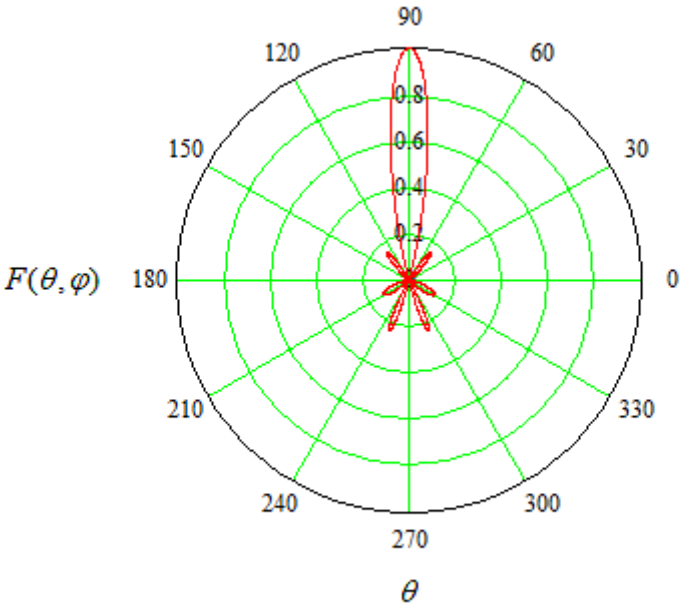
Построим диаграмму направленности линейной эквидистантной антенной решетки при числе изотропных излучателей N=8 , $\frac{d}{\lambda} = 0.5$ и сдвиге фаз между соседними излучателями $\Delta\Phi = 0$ по соотношению (6.18)

$$F(\theta,\varphi) = \frac{1}{N}\left|\frac{\sin\frac{N}{2}(kd\cos\theta - \Delta\Phi)}{\sin\frac{1}{2}(kd\cos\theta - \Delta\Phi)}\right| . \qquad (6.22)$$

Результаты расчета диаграммы направленности в декартовых и полярных координатах приведены на рисунке 6.15



- а -

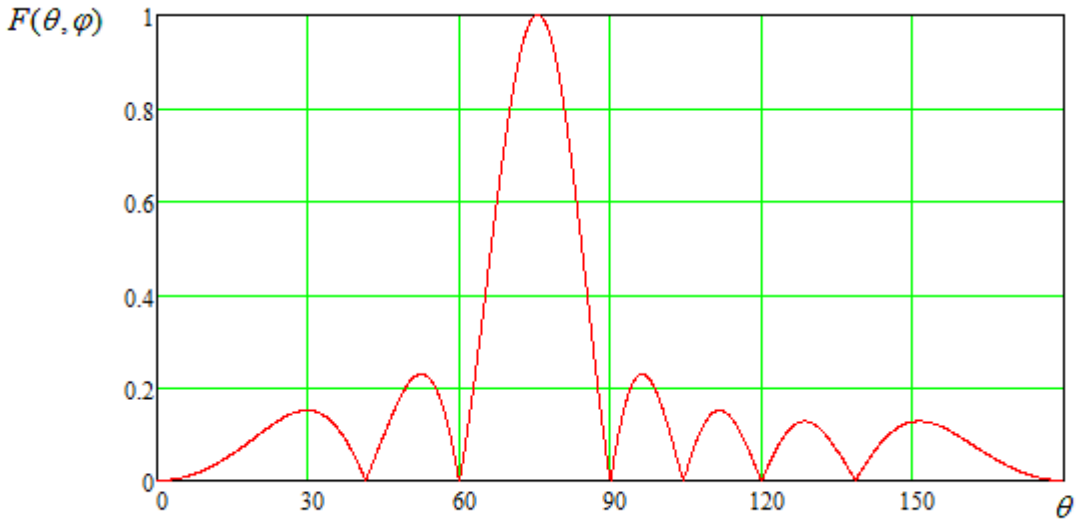


- б -

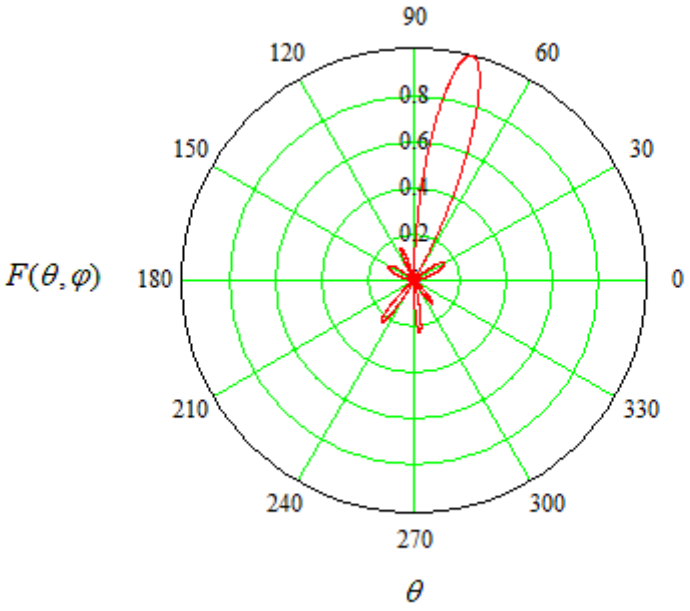
Рисунок 6.15 Диаграмма направленности линейной эквидистантной антенной решетки изотропных излучателей при сдвиге фаз между соседними излучателями $\Delta\Phi = 0^0$

При изменении фазового сдвига положение максимума диаграммы направленности в пространстве изменяется. На рисунке 6.16 и 6.17

приведены диаграммы направленности при сдвиге фаз между соседними излучателями $\Delta\Phi = 45^0$ и $\Delta\Phi = 90^0$

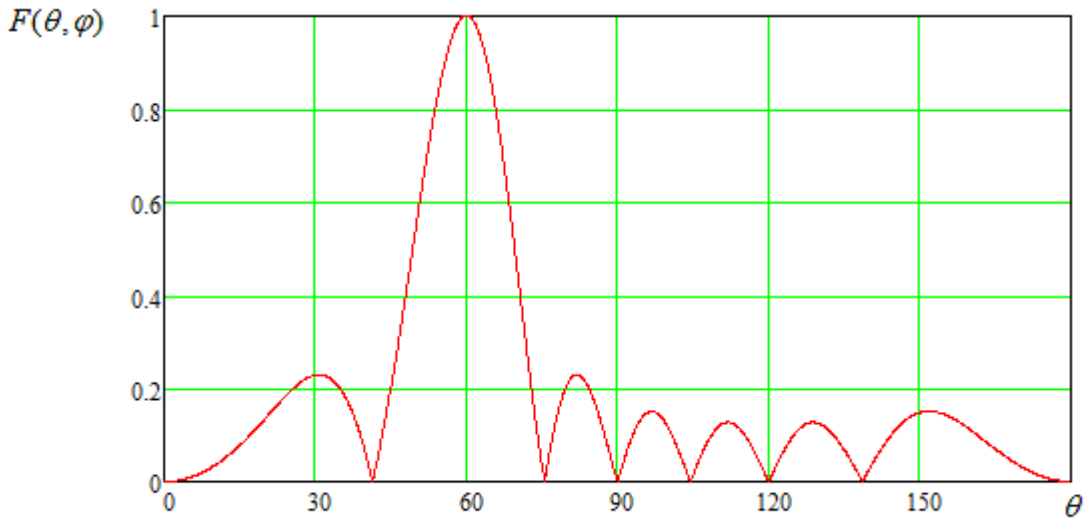


- а -

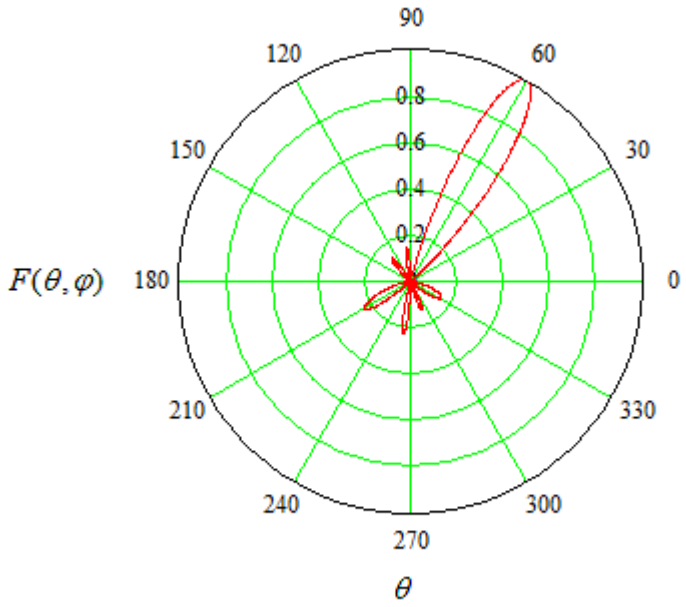


- б -

Рисунок 6.16 Диаграмма направленности линейной эквидистантной антенной решетки изотропных излучателей в зависимости от угла θ при сдвиге фаз между соседними излучателями $\Delta\Phi = 45^0$



- а -



- б -

Рисунок 6.17 - Диаграмма направленности линейной эквидистантной антенной решетки изотропных излучателей при сдвиге фаз между соседними излучателями $\Delta\Phi = 90^0$

Из представленных зависимостей следует, что при изменении сдвига фаз между соседними излучателями $\Delta\Phi$ пространственное положение главного лепестка диаграммы направленности изменяется.

6.7 Влияние амплитудного распределения на множитель системы

Основным недостатком линейных антенных решеток с равномерным амплитудным распределением (A=1) является высокий уровень бокового излучения. Для снижения этого уровня используется симметрично спадающее к краям амплитудное распределение (рисунок 6.18).

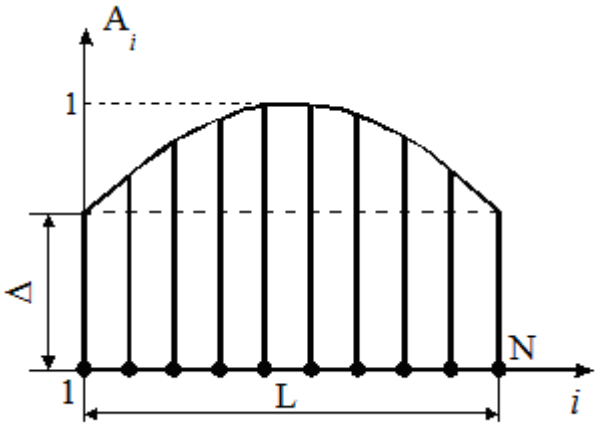


Рисунок 6.18 - Симметрично спадающее к краям амплитудное распределение в линейной антенной решетке

Аналитически данное распределение выражается соотношением:

$$A(x) = \Delta + (1-\Delta)\cos\frac{\pi \cdot x}{2}, \qquad (6.23)$$

где Δ - величина пьедестала;

$x = \dfrac{z}{L/2}$ - относительная координата элементарного излучателя линейной антенны.

При Δ = 0 амплитудное распределение обладает наибольшей неравномерностью.

При Δ=1 амплитудное распределение становится равномерным и для него справедливы все выводы, сделанные выше.

По мере уменьшения величины Δ от значения Δ=1

- уровень боковых лепестков множителя уменьшается по сравнению с равномерным,
- происходит расширение главного лепестка диаграммы направленности.

Задаваясь различными значениями Δ в пределах от 1 до 0, по формулам можно рассчитать диаграмму направленности, определить положение и ширину ее лепестков, уровень боковых лепестков. Результаты таких вычислений для Δ=1, Δ=1/3 и Δ=0 приведены на рисунке 6.19.

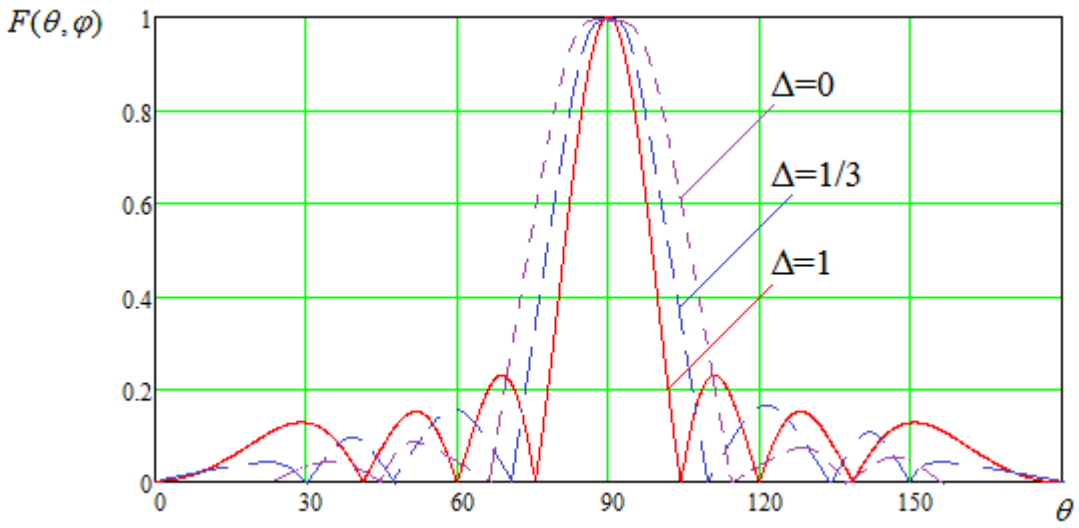


Рисунок 6.19 - Диаграмма направленности линейной антенной решетки при спадающем к краям амплитудном распределении при Δ=1, Δ=1/3 и Δ=0

6.8 Влияние фазового распределения на множитель системы

Фазовое распределение тока $\varphi(x)$ в антеннах с линейными излучающими системами является гладкой функцией. Примеры таких функций, наиболее часто в антенных решетках, приведены на рисунке 6.20.

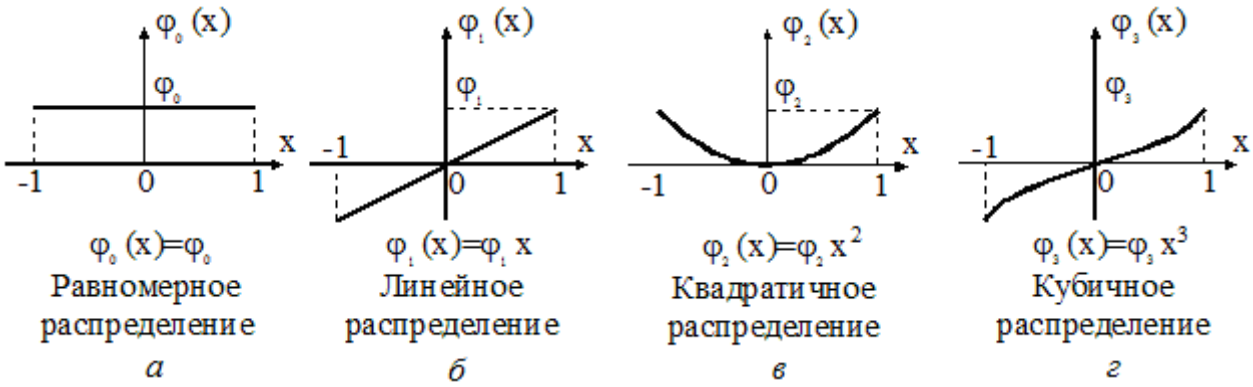


Рисунок 6.20 Фазовое распределение тока в линейной антенной решетке

Координата x является нормированной к половине длины антенны $L/2$ - $x = z/(L/2)$, поэтому концам линейной системы с координатами $z=\pm L/2$ соответствуют значения $x=\pm 1$. Значения φ_0, φ_1, φ_2… являются постоянными величинами, они определяют крутизну кривых и конечные значения функций на краях излучающей системы.

Как правило, фазовые распределения оказываются смешанными, т.е. представляются суммой нескольких указанных функций, образующих следующий степенной ряд:

$$\varphi(x) = \varphi_0 + \varphi_1 x + \varphi_2 x^2 + \varphi_3 x^3 + \ldots + \varphi_N x^N = \sum_{n=0}^{N} \varphi_n x^n .$$

В практике антенн обычно используют два вида распределения – *равномерное* (синфазная антенна) и *линейное*.

Отклонение от этих распределений, как правило, является нежелательным, так как это приводит к искажению диаграммы направленности. Поэтому члены степенного ряда $\varphi_n x^n$ при n=2,3… называются *фазовыми ошибками* соответствующего порядка (второго, третьего и т.д.). Поскольку члены ряда $\varphi(x)$ быстро убывают с возрастанием номера, обычно рассматривают влияние на характеристики антенны квадратичных и кубичных ошибок.

Рассмотрим, как влияют виды фазовых распределений на множитель линейной системы. За основу возьмем рассмотренную ранее синфазную антенну и проанализируем влияние *линейного*, *квадратичного* и *кубичного* фазовых распределений на МС.

6.8.1 Система с линейным фазовым распределением

Влияние линейного фазового распределения на множитель системы сводится к смещению диаграммы направленности в пространстве (рисунок 6.21), при этом форма множителя остается такой же, как и при синфазной. На этом основаны различные способы электрического сканирования луча антенны.

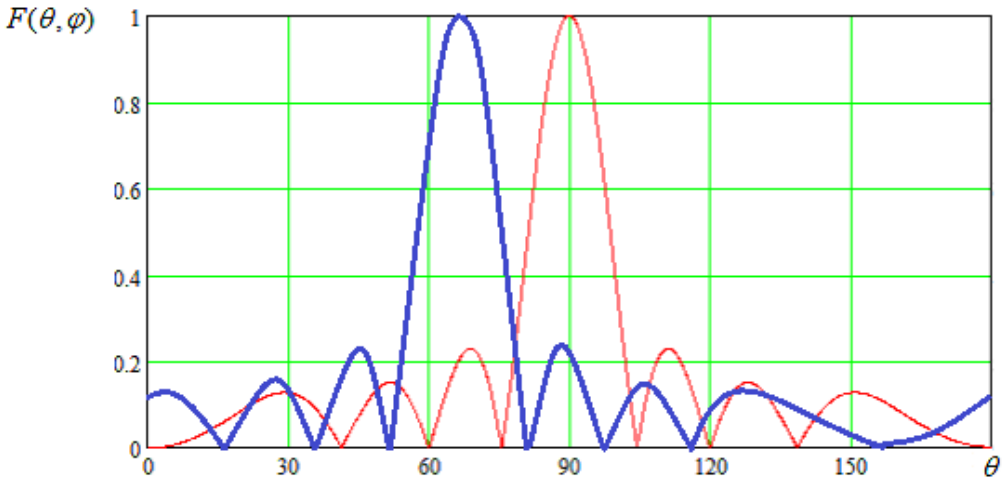
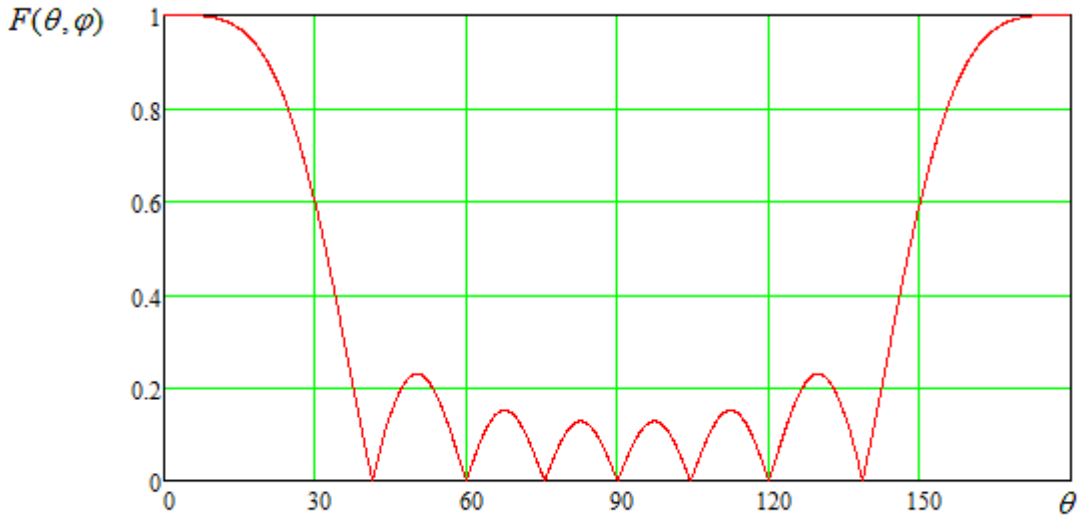
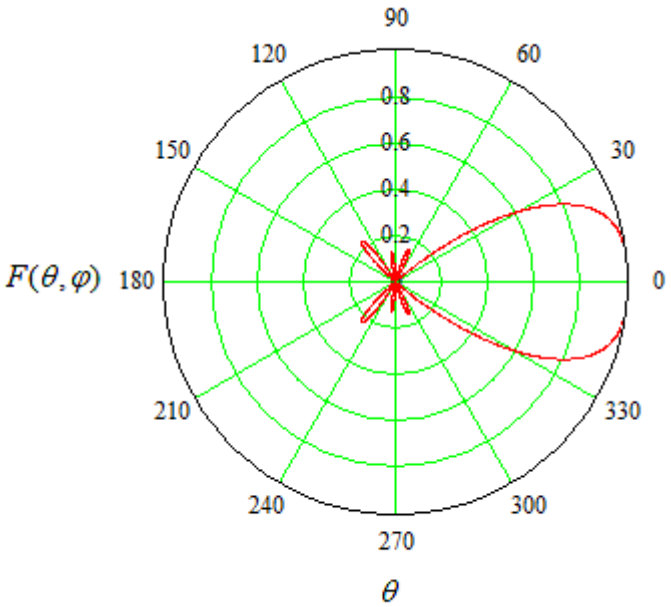


Рисунок 6.21 Влияние линейного фазового распределения на множитель системы

При большом фазовом сдвиге максимум излучения будет направлен вдоль оси системы излучателей (рисунок 6.22).



- а -



- б -

Рисунок 6.23 - Режим осевого излучения системы излучателей

Этот режим называется режимом осевого излучения.

6.8.2 Система с квадратичным и кубичным фазовым распределением

Графики этих распределений показаны на рисунке 6.20 *в* и 6.20 *г* соответственно. Расчет множителя системы для них производится по той же методике, что и для линейного распределения, результаты расчета представлены на рисунке 6.24.

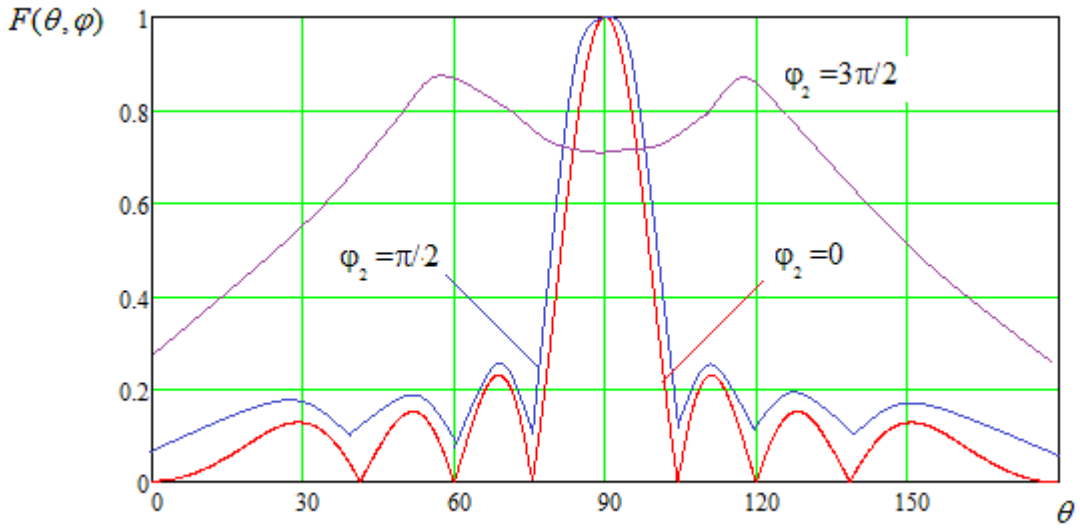


Рисунок 6.24 – Влияние квадратичной фазовой ошибки на диаграмму направленности

Из представленных результатов следует, что множитель системы сохраняет свою симметрию. При небольших по величине квадратичных фазовых ошибках наблюдается расширение главного лепестка множителя и "заплывание" нулей. Эти эффекты усиливаются с ростом φ_2. При $\varphi_2 > 3\pi/2$ наблюдается слияние главного и боковых лепестков в один широкий и образование провала в его середине. Влияние квадратичных фазовых ошибок проявляется в меньшей степени, если амплитудное распределение спадает к краям антенны. Обусловлено это тем, что хотя фазовая ошибка к краям

антенны растет, но ее влияние ослабляется из-за уменьшения амплитуды тока.

При кубичной фазовой ошибке симметрия множителя нарушается, смещается главный максимум, происходит перераспределение уровня боковых лепестков слева и справа от главного (рисунок 6.25).

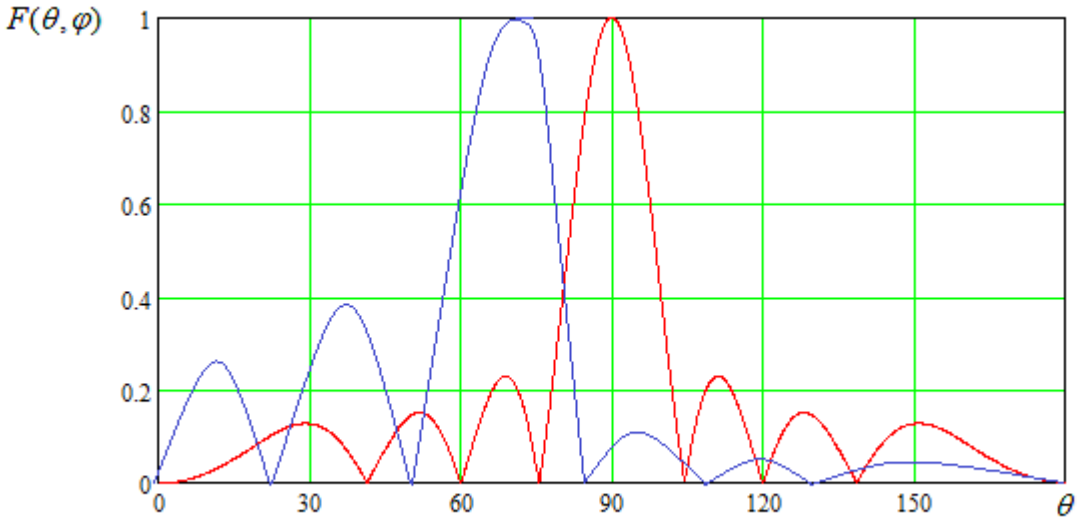


Рисунок 6.25 – Влияние кубичной фазовой ошибки на диаграмму направленности

Эти искажения увеличиваются с ростом φ_3. Фазовые ошибки, искажающие форму амплитудной диаграммы направленности антенны, приводят к появлению погрешностей в определении угловых координат, ухудшают разрешающую способность и помехозащищенность радиолокационных станций. Поэтому возникает необходимость в специальных мерах по коррекции фазового распределения.

6.9 Диаграмма направленности линейной непрерывной системы

В антенной технике наряду с дискретными излучающими системами, состоящими из дискретных излучателей, широкое применение находят непрерывные. Примерами таких антенн являются проволочные, щелевые, диэлектрические стержневые, спиральные. При расчете характеристик такую линейную непрерывную систему (рисунок 6.26) можно рассматривать как дискретную систему точечных излучателей при числе излучателей $N \to \infty$.

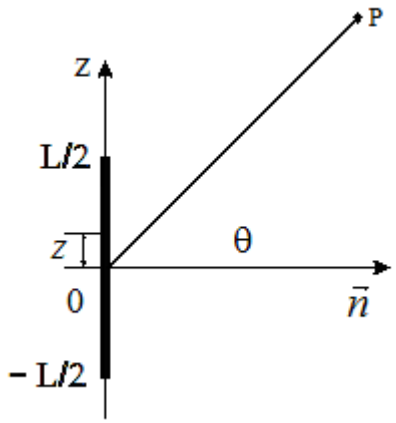


Рисунок 6.26 - Линейная непрерывная система точечных излучателей

Как было показано ранее, множитель системы для линейной эквидистантной антенной решетки изотропных излучателей (множитель решетки) имеет вид (6.15):

$$F_P(\theta,\varphi) = \sum_{n=1}^{N} A_n \cdot e^{i\phi_n(\theta,\varphi)} \cdot e^{-ikRn} \qquad (6.24)$$

где N – количество элементов решетки (от i=1 до i=N);

A_n, $\phi_n(\theta,\varphi)$ - амплитудное и фазовое распределения в решетке;

$k = 2\pi/\lambda$ - волновое число.

При переходе к непрерывной системе амплитудное и фазовое распределения A_n и $\phi_n(\theta,\varphi)$ становятся функциями координаты z, сумма превращается в интеграл, учитывающий результат сложения полей от бесконечно малых элементов антенны dz по всей ее длине L от -L/2 до +L/2:

$$F_P(\Theta,\varphi) = \int_{-L/2}^{L/2} A(z)\cdot e^{i[\Phi(z)+kz\cos\theta]}dz\,. \qquad (6.25)$$

Множитель системы не зависит от угла φ, поскольку рассматриваемая система обладает осевой симметрией.

В реальных системах возможны различные законы амплитудно-фазового распределения. Подставляя в (6.25) различные функции $A(z)$ и $\Phi(z)$, можно определить множитель системы и проанализировать его зависимость от вида амплитудного и фазового распределения.

Зададимся простейшим амплитудно-фазовым распределением. Будем считать, что в непрерывной излучающей системе постоянное амплитудное и постоянное фазовое распределение. Это означает, что

$$A(z) = 1\,,\ \Phi(z) = 0\,.$$

Такая система называется равноамплитудной синфазной излучающей структурой. При подстановке этих значений в (6.25) для анализируемой структуры после преобразований получим:

$$F_P(\Theta,\varphi) = \frac{\sin[\frac{kL}{2}(\cos(\theta)-\xi)]}{\frac{kL}{2}(\cos(\theta)-\xi)} = \frac{\sin(\psi)}{\psi}\,, \qquad (6.26)$$

где $\psi = \frac{kL}{2}(\cos(\theta)-\xi)$,

Графическое изображение этой зависимости для линейной непрерывной системы изотропных излучателей с постоянным амплитудным распределением показано на рисунке 6.27

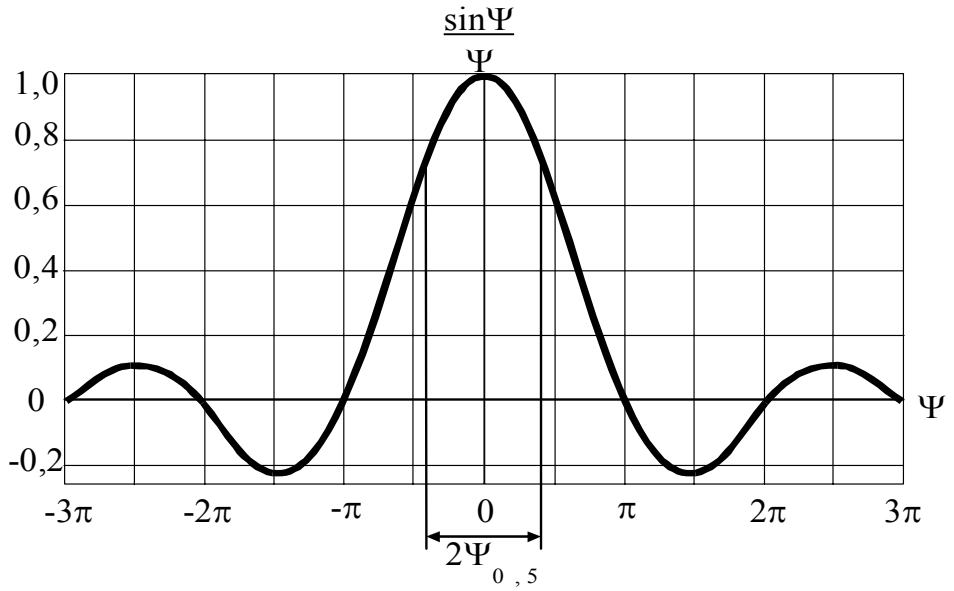


Рисунок 6.27 – Диаграмма направленности линейной непрерывной системы точечных излучателей с постоянным амплитудным распределением

Из анализа этой зависимости можно сделать следующие выводы:

1. ДН имеет лепестковый характер; при этом в отличие от дискретной системы у нее один главный лепесток, максимум которого соответствует ψ=0. Учитывая, что $\phi_n(\theta,\varphi)=0$, находим, что условию ψ=0 соответствует $\theta=0$, т.е. направление главного лепестка множителя синфазной системы перпендикулярно ее оси.

2. Ширина главного лепестка по уровню половинной мощности $\psi_{0,5p}$ определяется из условия: $F_{сист}(\psi)=0{,}707$. Пользуясь графиком (или таблицей) функции $\frac{\sin\psi}{\psi}$, находим $\psi_{0,5}=1{,}39$. Отсюда можно вычислить ширину диаграммы направленности по уровню половинной мощности

$$2\theta_{0,5} = 0{,}89\frac{\lambda}{L}[рад] = 51\frac{\lambda}{L}[град].$$

Соответствующим образом можно найти ширину диаграммы направленности по нулевому уровню

$$2\theta_0 = 2\frac{\lambda}{L}[рад] = 115\frac{\lambda}{L}[град].$$

Таким образом, ширина главного лепестка тем меньше, чем больше размеры антенны по сравнению с длиной волны.

3. Нули диаграммы направленности соответствуют $\psi = \pm n\pi$, где n=1,2,3, … . Положение максимумов боковых лепестков соответствует нечетному числу π/2, т.е.

$$\psi_{бп} = \pm(2n+1)\frac{\pi}{2}, \quad \text{где } n=1,2,3\ldots .$$

Для ближних боковых лепестков получим $\psi_{б1} = 4{,}71$, $\psi_{б2} = 7{,}82$, $\psi_{б3} = 11{,}0$.

Значение уровня боковых лепестков найдем из выражений:

$$F_{бп} = \left|\frac{\sin\psi_{бп}}{\psi_{бп}}\right| = \left|\frac{\sin[\pm(2n+1)\pi/2]}{\pm(2n+1)\pi/2}\right| = \left|\frac{1}{(2n+1)\pi/2}\right|.$$

Подставив значения $\psi_{бп}$ в это соотношение, получим $F_{б1} = 0{,}21$, $F_{б2} = 0{,}13$, $F_{б3} = 0{,}09$.

Таким образом, боковые лепестки убывают по мере удаления от главного. Однако уровень боковых лепестков достаточно высок, особенно первого, который составляет 21% от главного.

6.10 Вибраторные антенны

Симметричным вибратором (или симметричной вибраторной антенной) называется прямолинейный проводник, разделенный на две равные части и питаемый от генератора посредине (рисунок 6.28).

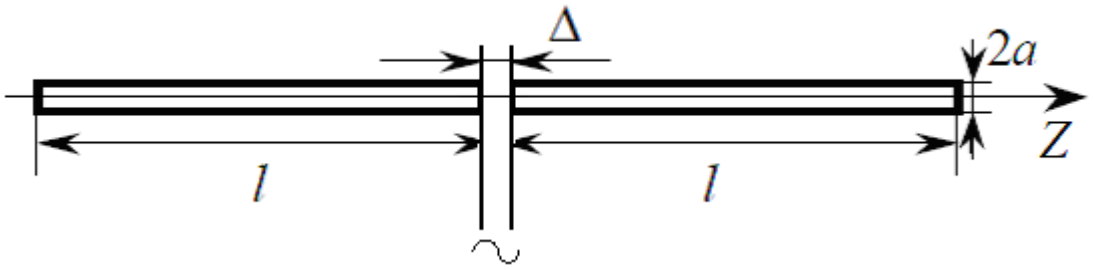


Рисунок 6.28 - Симметричная вибраторная антенна

Длина каждого плеча равна l, общая длина вибраторной антенны равна $2l$. Расстояние Δ мало по сравнению с размерами плеч, поэтому им при расчетах характеристик антенны пренебрегают.

Распределение тока по длине вибратора можно определить из решения уравнений Максвелла для рассматриваемой структуры.

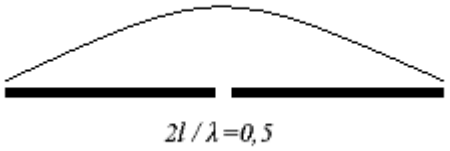
В первом приближении в вибраторной антенне закон распределения тока определяется соотношением:

$$I(x) = I_{\text{п}} \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(l - |z|)\right],$$

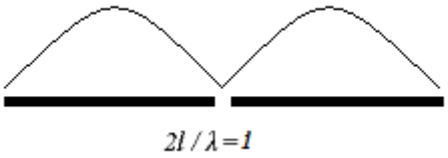
где $I_{\text{п}}$ – амплитуда тока;

z – координата точки вибратора, $|z| \le l$.

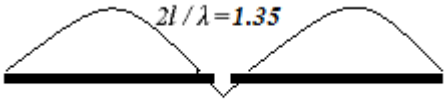
На рисунке 6.29 приведены законы распределения тока на поверхности вибратора в зависимости от его относительной длины $\frac{2l}{\lambda}$.



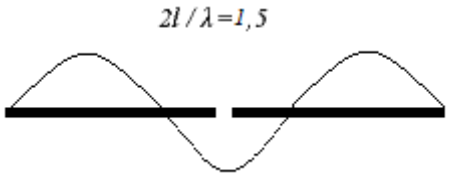
- а -



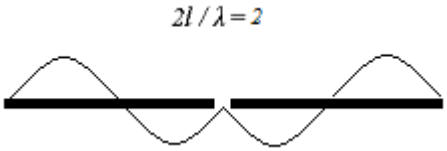
- б -



- в -



- г -



- д -

Рисунок 6.29 - Законы распределения тока на поверхности вибратора в зависимости от его относительной длины $\frac{2l}{\lambda}$

По известному закону распределения тока по длине вибратора можно рассчитать диаграмму направленности симметричного вибратора:

$$F(\theta) = \left| \frac{\cos(kl\cos\theta) - \cos kl}{\sin\theta} \right| .$$

Рассчитанные диаграммы направленности вибратора при его различной длине $\frac{2l}{\lambda}$ показаны на рисунке 6.30

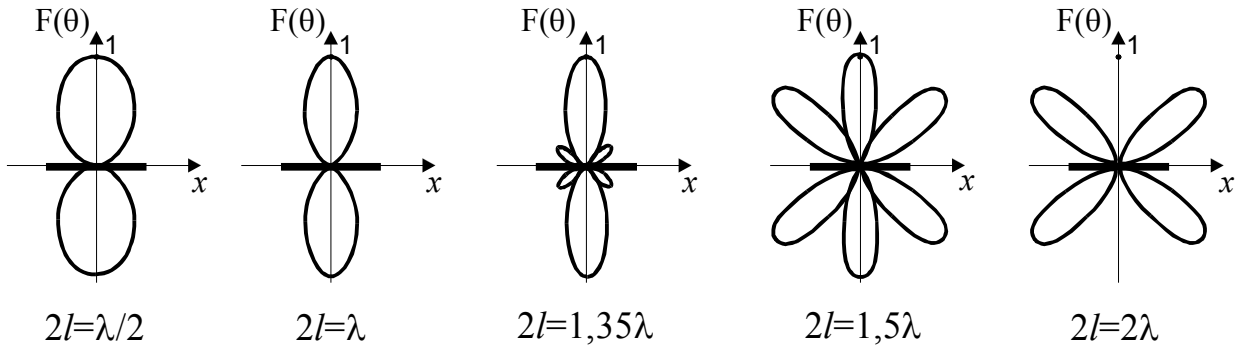


Рисунок 6.30 - Диаграммы направленности вибратора при его различной длине

Из приведенных диаграмм направленности видно, что при увеличении длины вибратора ширина диаграммы направленности основного лепестка уменьшается. Боковые лепестки при длине вибратора $2l \le \lambda$ отсутствуют, а максимум диаграммы направленности совпадает с нормалью к оси антенны.

При $2l > \lambda$ появляются боковые лепестки, уровень которых возрастает по мере увеличения длины вибратора. Это обусловлено появлением участков в вибраторе с противоположным направлением тока.

По мере увеличения длины вибратора амплитуды боковых лепестков увеличиваются, и при $\frac{2\pi}{\lambda} = 2$ принимают максимальные значения. Основной лепесток отсутствует.

Наиболее часто применяются вибраторы с длиной $\frac{2\pi}{\lambda} = 0.5$ (полуволновой вибратор) и $\frac{2\pi}{\lambda} = 1$ (волновой вибратор).

Диаграмма направленности полуволнового вибратора определяется соотношением:

$$F(\theta) = \left| \frac{\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{\sin\theta} \right| .$$

Ширина диаграммы направленности полуволновой вибраторной антенны определяется из этого соотношения и она численно равна $2\theta_{0,5} = 78^o$.

Диаграмма направленности волнового вибратора определяется соотношением:

$$F(\theta) = \left| \frac{\cos(\pi \cos\theta)}{\sin\theta} \right| .$$

Ширина диаграммы направленности волнового вибратора определяется из этого соотношения и она численно равна $2\theta_{0,5} = 50^o$.

6.11 Сопротивление излучения симметричного вибратора

Сопротивление излучения характеризует излучательную способность антенны и ее можно определить следующим образом.

Полная мощность излучения антенны в соответствии с теоремой Умова-Пойнтинга, определяется соотношением

$$P_{П} = \oint_S П_A \cdot dS = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{E_A^2}{2Z_B} \cdot r^2 \cdot \sin(\theta) \cdot d\varphi \cdot d\theta = \frac{|I_{\text{п}}|^2 R_{\Sigma}}{2},$$

где $I_{\text{п}}$ - амплитуда тока в вибраторной антенне.

Подставляя в это соотношение зависимость амплитуды поля в дальней зоне от угловых координат, получим

$$R_{\Sigma} = 60 \cdot \int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl \cdot \cos(\theta)) - \cos(kl)]^2}{\sin(\theta)} d\theta .$$

График зависимости сопротивления излучения от относительной длины вибраторной антенны представлен на рисунке 6.31.

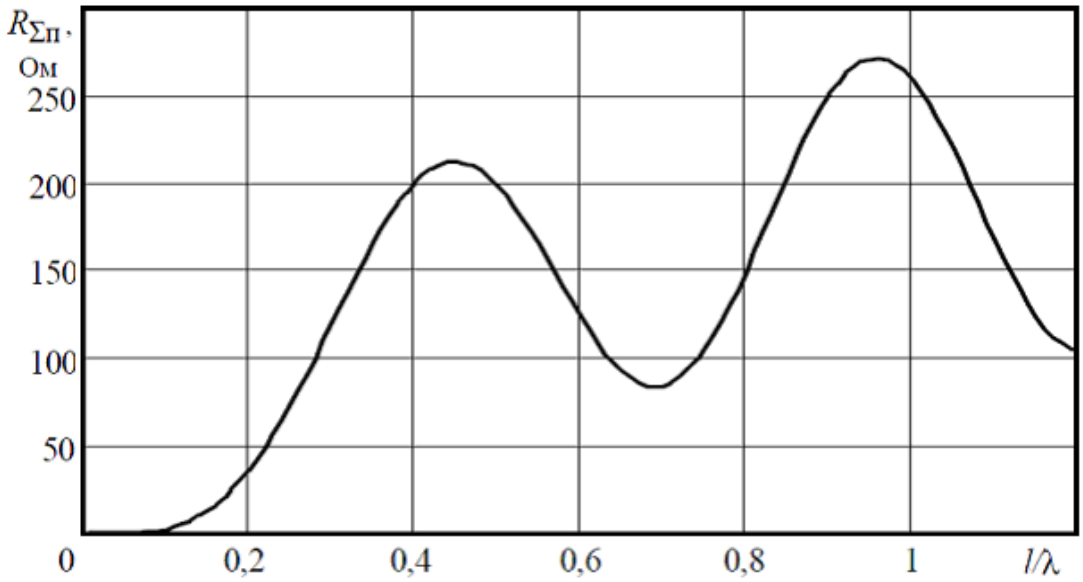


Рисунок 6.31 - График зависимости сопротивления излучения от относительной длины вибраторной антенны

Для симметричного полуволнового вибратора сопротивление излучения равно $R_{\Sigma} = 73.1$ Ом.

6.12 Входное сопротивление симметричного вибратора

Входное сопротивление вибратора определяется отношением напряжения к току в точках подключения вибраторной антенны к линии передачи (рисунок 6.32) и его необходимо знать для согласования антенны с линией передачи.

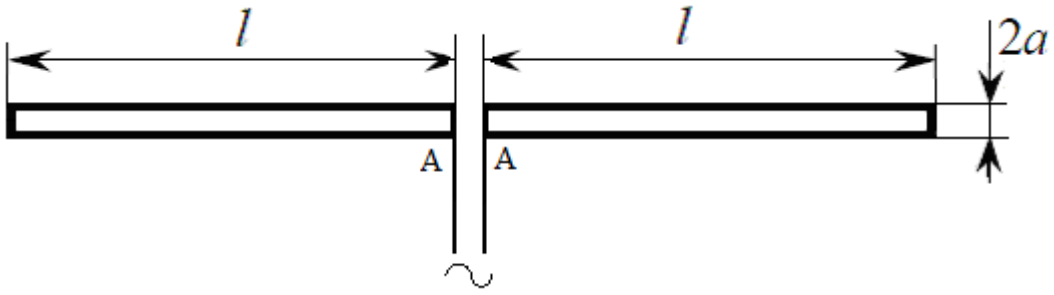


Рисунок 6.32 - К определению входного сопротивления симметричной вибраторной антенны

Входное сопротивление вибраторной антенны определяется соотношением

$$\dot{Z}_{вх} = \dot{U}_{вх} / \dot{I}_{вх},$$

где $\dot{U}_{вх}$ и $\dot{I}_{вх}$ - комплексные амплитуды напряжения и тока на входе вибраторной антенны (в точках АА).

Входное сопротивление симметричного вибратора имеет комплексный характер:

$$\dot{Z}_{вх} = R_{вх} + jX_{вх}.$$

Определить входное сопротивление точными электродинамическими методами крайне сложно.

В инженерной практике хорошо зарекомендовал себя метод эквивалентных схем.

Согласно этому методу, анализируемой антенне ставится в соответствие некоторая эквивалентная цепь с распределенными параметрами. Значения параметров подбираются таким образом, чтобы входное сопротивление цепи наилучшим образом аппроксимировало входное сопротивление антенны в нужной полосе частот и правильно передавало зависимость $Z_{ВХ}$ от размеров антенны и от частоты.

Для симметричного вибратора схема замещения в виде отрезка разомкнутой на конце двухпроводной линии с потерями достаточно точно аппроксимирует входное сопротивление вибраторной антенны (рисунок 6.33).

Параметрами этой схемы являются длина отрезка l, его волновое сопротивление $Z_{В\ АНТ}$ и комплексный коэффициент распространения γ .

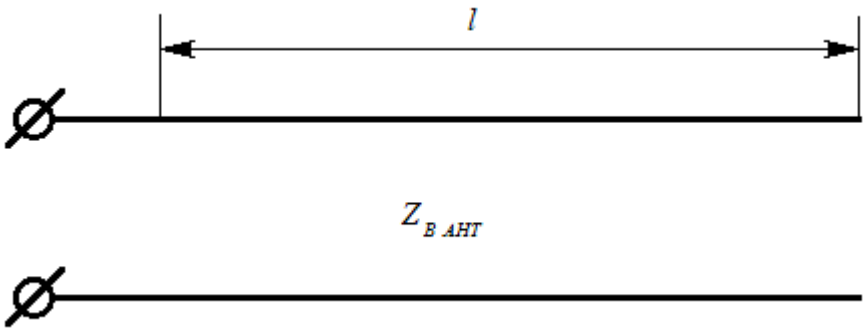


Рисунок 6.33 - Схема замещения вибраторной антенны в виде отрезка разомкнутой на конце двухпроводной линии с потерями при расчете входного сопротивления

Условия эквивалентности вибраторной антенны и схемы замещения состоят в следующем:

1. Длина отрезка эквивалентной линии равна длине плеча вибратора.

2. Полная мощность потерь в схеме замещения и мощность излучения вибратора полагаются равными между собой.

3. Волновое сопротивление эквивалентной линии $Z_{В\ АНТ}$ для вибратора с длиной плеча l и радиусом проводника a (рисунок 6.32) определяется приближенной формулой

$$Z_{В\ АНТ} = \frac{Z_C}{\pi} \cdot [\ln(\frac{l}{a}) - 1],$$

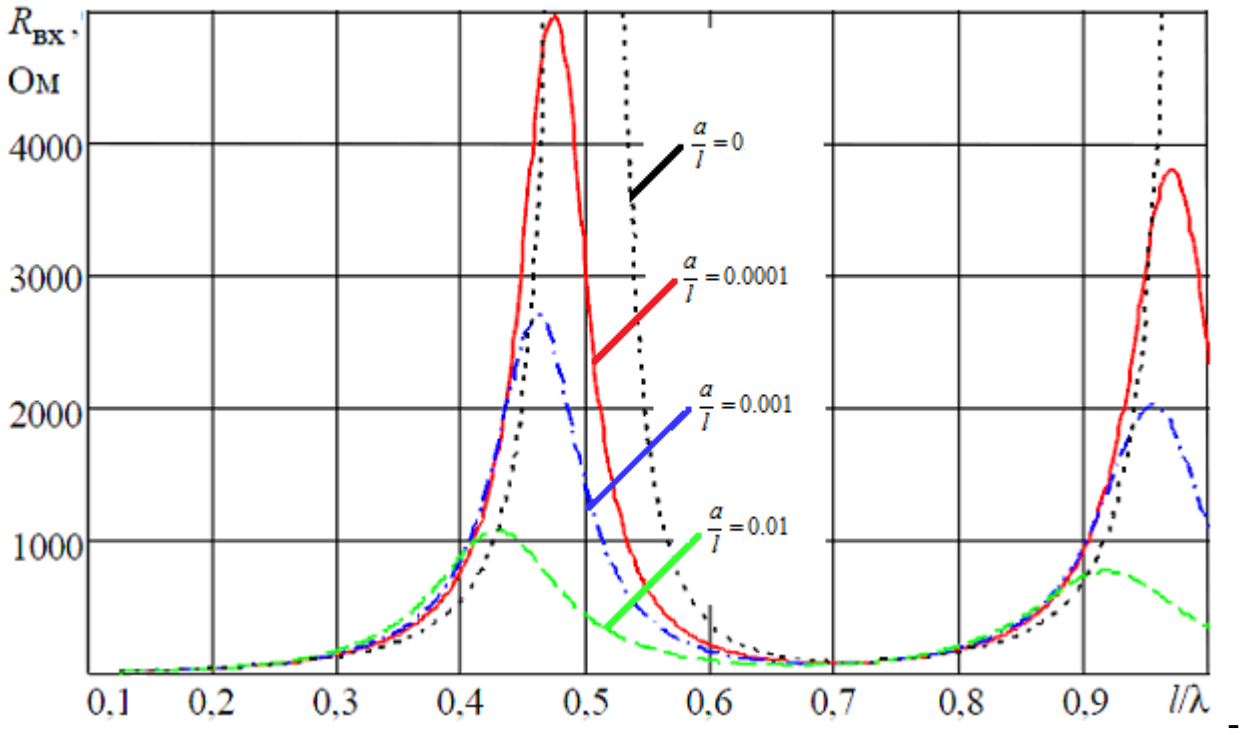
где Z_C - характеристическое сопротивление среды, окружающее вибратор.

4. Коэффициент фазы эквивалентной линии выбирается немного больше волнового числа в окружающей вибратор среде и определяется по экспериментальным данным.

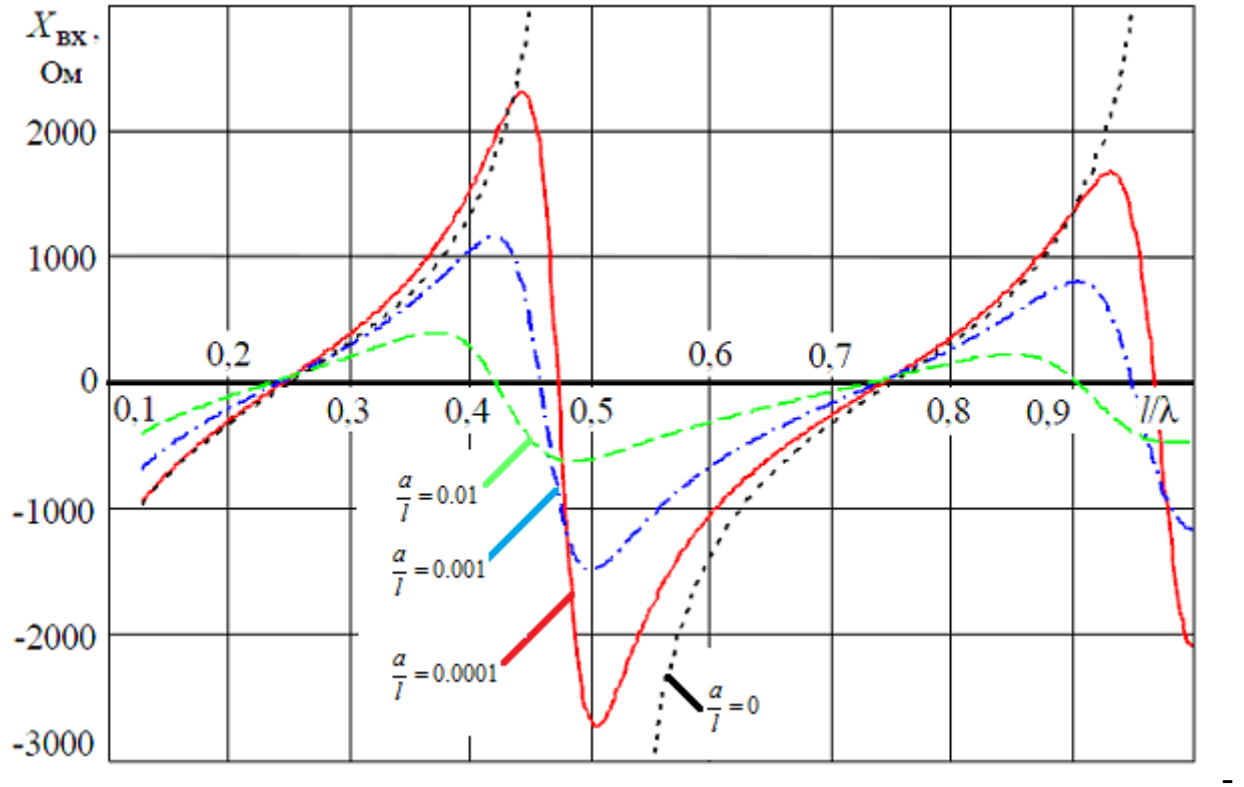
При таких допущениях входное сопротивление вибраторной антенны определяется соотношением

$$\dot{Z}_{вх} = R_{вх} + jX_{вх} = \dot{Z}_{ВХ} = \frac{R_{\Sigma\ П}}{\sin^2(kl)} - jZ_{В\ АНТ} ctg(kl),$$

На рисунке 6.34 приведены графики зависимости активной и



- а -



б -

Рисунок 6.34 - Графики зависимости активной и реактивной составляющих входного сопротивления симметричного вибратора

реактивной составляющих входного сопротивления симметричного вибратора от отношения $\frac{l}{\lambda}$ при $\frac{a}{l}=0.01$, $\frac{a}{l}=0.001$, $\frac{a}{l}=0.0001$ и $\frac{a}{l}=0$.

Анализ этих графиков показывает, что:

1. При изменении $\frac{l}{\lambda}$ от 0 до 0.5 входное сопротивление вибратора имеет два резонансных участка. Первый последовательный резонанс реализуется в окрестности значения $\frac{l}{\lambda}=0.25$ (полуволновый вибратор) и второй параллельный резонанс — при значении $\frac{l}{\lambda}$ несколько меньшем значения 0.5 (волновой вибратор). Для полуволнового вибратора при $\frac{2l}{\lambda}=0.5$ входное сопротивление $R_{вх}\approx 73.1$ Ом, $X_{вх}=0$.

2. При $\frac{l}{\lambda}<0.25$ реактивная часть входного сопротивления отрицательна. При утолщении проводника вибратора резонансные значения отношения $\frac{l}{\lambda}$ уменьшаются, особенно для параллельного резонанса;

3. Частотная зависимость входного сопротивления вибратора выражена тем слабее, чем толще вибратор. Таким образом, для обеспечения широкой полосы с целью выравнивания входного сопротивления на различных частотах целесообразно использовать толстые вибраторы.

На рисунке 6.35 показаны конструкции вибраторных антенн, которые реализуют этот принцип и выполняются в виде цилиндров, конусов и пластин

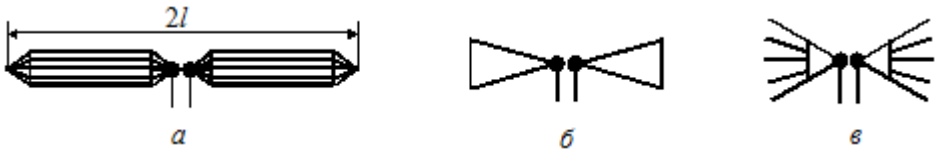


Рисунок 6.35 – Конструкции широкополосных антенн

Полоса пропускания цилиндрических вибраторов достигает 50%, а плоских – 20…25%.

Для уменьшения веса и снижения ветровых нагрузок цилиндры и пластины выполняются из отдельных тонких проводов или сеток.

6.13 Способы питания вибраторных антенн

Как известно, антенна соединяется с передатчиком или приемником с помощью линии передачи.

Для двухпроводной линии самым распространенным способом подключения к вибраторной антенне является использование дельта-трансформатора (рисунок 6.36).

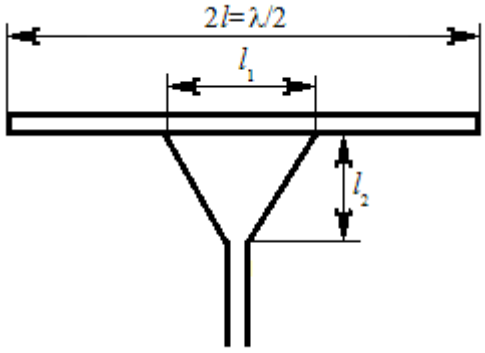


Рисунок 6.36 - Подключение двухпроводной линии к вибраторной антенне с помощью дельта-трансформатора

Он представляет собой устройство из двух расходящихся проводов, включенное между сплошным вибратором (без зазора между плечами) и фидером.

Поскольку полуволновый вибратор можно представить в виде развернутого в стороны отрезка длинной линии, разомкнутой на одном конце и короткозамкнутой на другой, то его входное сопротивление зависит от положения точек подключения двухпроводной линии. Таким образом,

входное сопротивление такой антенны $R_{вх}$ регулируется величиной l_1. В свою очередь, волновое сопротивление двухпроводной линии тоже изменяется при изменении расстояния l_2. Подбором этих величин можно добиться равенства $R_{вх} = Z_B$.

На сверхвысоких частотах питание вибраторов осуществляется в основном коаксиальной линией передачи.

К одной половине вибратора антенны подключается центральный проводник коаксиальной линии передачи, а к другой – наружный проводник коаксиальной линии передачи (рисунок 6.37).

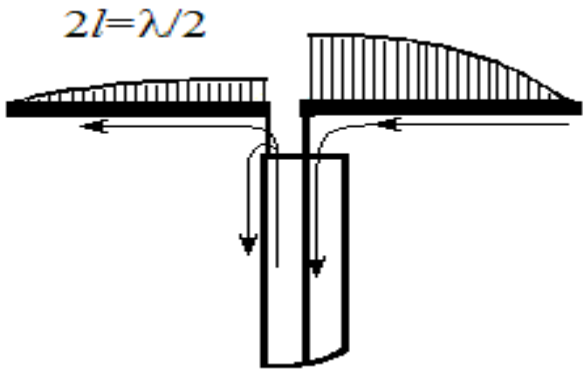


Рисунок 6.37 - Подключение к вибраторной антенне коаксиальной линии передачи

Однако непосредственное подсоединение плеч вибратора к коаксиальной линии передачи создает несимметричность питания за счет затекания токов проводимости на наружную поверхность коаксиальной линии.

Ток, который течет по центральному проводнику, целиком поступает в правое плечо. В левое плечо поступает часть общего тока, поскольку другая часть ответвляется на наружную поверхность коаксиальной линии. В результате амплитуды токов в симметричных точках плеч вибратора оказываются различными. Вследствие асимметрии токов в плечах вибратора происходит искажение диаграммы направленности. Кроме того, из-за

наличия тока на внешнем проводнике коаксиальной линии возникают излучения с ортогональной поляризацией.

Для обеспечения симметрии распределения тока применяются различные симметрирующие устройства, которые либо устраняют ток на наружной поверхности фидера, либо компенсируют этот ток, либо вообще исключают наружный проводник коаксиальной линии из цепи питания вибратора.

Рассмотрим некоторые типы симметрирующих устройств.

1. Четвертьволновый симметрирующий стакан.

Это цилиндр («стакан»), радиус которого больше радиуса наружного проводника коаксиальной линии (рисунок 6.38).

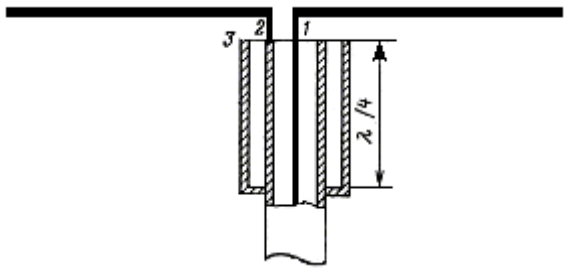


Рисунок 6.38 - Четвертьволновый симметрирующий «стакан»

Внешняя поверхность коаксиальной линии передачи и внутренняя поверхность «стакана» представляют собой коаксиальную линию. Эта линия имеет длину $l = \frac{\lambda}{4}$ и короткозамкнута на конце. Входное сопротивление «стакана» $Z_{вх} = \infty$. Входное сопротивление между точками "2" и "3" оказывается очень большим и ток не может ответвляться на наружную оболочку фидера, что и обеспечивает симметрию питания.

2. Щелевое симметрирующее устройство (рисунок 6.39).

Внешний проводник коаксиальной линии передачи разрезается на конце с двух сторон щелями длиной λ/4.

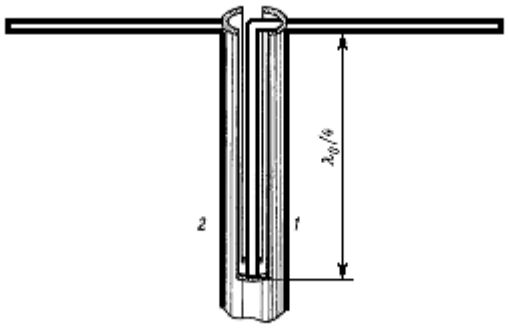


Рисунок 6.39 - Щелевое симметрирующее устройство

В результате образуется короткозамкнутый четвертьволновый отрезок двухпроводной линии. Обладая большим входным сопротивлением, он не позволяет токам ответвляться на внешнюю сторону коаксиальной линии.

3. Симметрирующее U-колено.

Это изогнутая коаксиальная линия передачи длиной λ/2, к центральному проводнику которой подсоединяются плечи вибратора (рисунок 6.40).

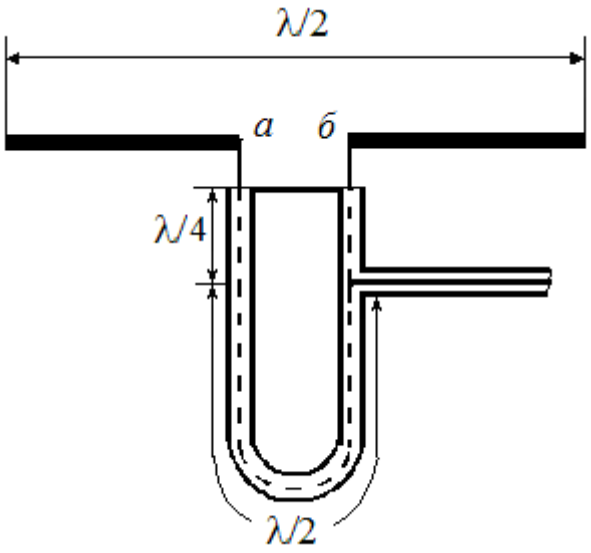


Рисунок 6.40 - Симметрирующее *U*-колено

Внешняя поверхность коаксиальной линии для питания плеч не используется. Наружные проводники коаксиальной линии в месте подключения к антенне короткозамкнуты. Напряжения и токи в точках "а" и "б" равны по величине и противоположны по фазе, что и требуется для симметричного питания антенны.

6.14 Спиральные антенны

Спиральная антенна состоит из проволочной цилиндрической спирали 1, возбуждаемой с помощью коаксиальной линии передачи 2 (рисунок 6.41).

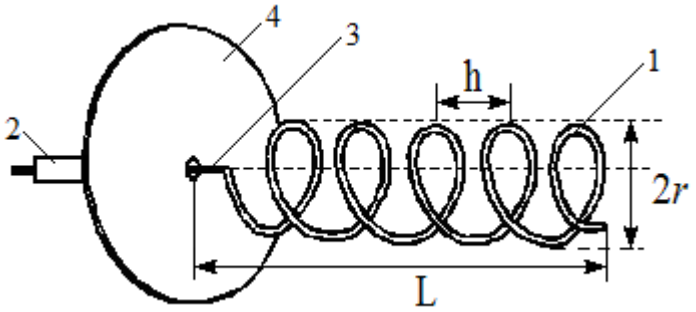


Рисунок 6.41 – Конструкция спиральной антенны

Один конец спирали свободен, а другой соединен с внутренним проводником 3 коаксиальной линии передачи. Наружный проводник коаксиальной линии передачи подключен к экрану 4, ослабляющему обратное излучение.

Спиральные антенны характеризуются следующими параметрами:

L - длина спиральной антенны;

$2r$ – диаметр витков;

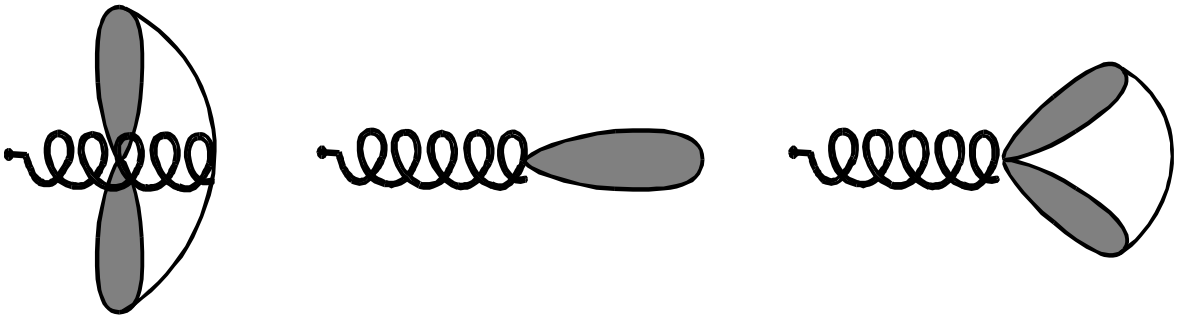
h – шаг спирали;

N – число витков;

l – длина витка спирали.

В зависимости от отношения длины витка спирали l к длине волны тока $\lambda_{пр}$, бегущей по проводнику, различают три режима работы антенны, которые принято обозначать буквой Т с индексом n (n указывает число длин волн тока, укладывающихся вдоль длины витка l).

Если $l/\lambda_{пр}<<1$ (режим $Т_0$), то антенна имеет максимум в направлении нормали к оси спирали (рисунок 6.42а).



а *б* *в*

Рисунок 6.42 - Три режима работы спиральной антенны

При $l/\lambda_{пр}=1$ (режим $Т_1$) антенна имеет максимум в направлении оси спирали (рисунок 6.42*б*). Это основной режим работы спиральной антенны – режим осевого излучения.

При $l/\lambda_{пр}=2$ (режим $Т_2$) диаграмма направленности принимает воронкообразную форму (рисунок 6.42*в*).

Рассмотрим режим $Т_1$. В этом случае длина одного витка спирали l должна быть равна длине волны тока $\lambda_{пр}$ (вдоль витка укладывается один период колебаний), поэтому диаметр спирали $2r$ определяется формулой: $2r = \lambda_{пр} / \pi$. Шаг спирали h выбирается так, чтобы электромагнитная волна с длиной λ, распространяясь вдоль оси спирали, оказывалась синфазной с волной тока в спирали. При этом антенна излучает максимум энергии вдоль оси спирали. Обычно количество ее витков N не превышает 6 – 8, а ширина диаграммы направленности равна 30…40 град.

Несмотря на конструктивную простоту спиральной антенны, строгое теоретическое рассмотрение ее достаточно сложно. Существует ряд эмпирических формул, позволяющих связать ее конструктивные и электродинамические характеристики:

1. Ширина диаграммы направленности по уровню половинной мощности определяется выражением

$$2\theta_{0,5}^{o} = \frac{52}{\frac{l}{\lambda}\sqrt{\frac{Nh}{\lambda}}}.$$

2. Коэффициент направленного действия антенны определяется выражением

$$D_{\max} = 7{,}5 \cdot \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \cdot N \cdot \frac{h}{\lambda},$$

3. Входное сопротивление спиральной антенны определяется выражением

$$R_{BX} = 140\frac{l}{\lambda}[ом].$$

Спиральная антенна в режиме осевого излучения излучает поле с круговой поляризацией. Эту главную особенность спиральной антенны можно пояснить следующим образом.

Представим спиральную антенну как совокупность плоских круглых витков и линейных электрических вибраторов длиной S (рисунок 6.43)

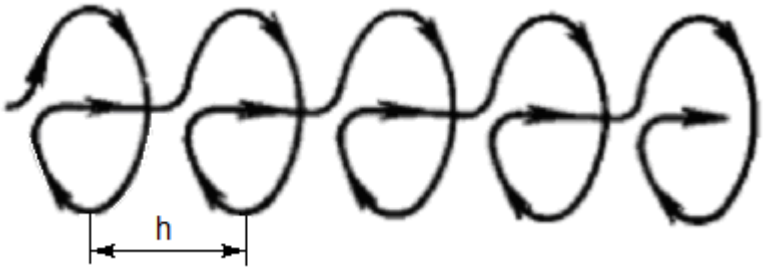


Рисунок 6.43 - Приближенное представление цилиндрической спиральной антенны в виде совокупности плоских витков и линейных вибраторов

Вибраторы вдоль оси спирали не излучают, а их излучением в других направлениях в первом приближении можно пренебречь по сравнению с излучением витков.

Рассмотрим излучение одного витка, полагая при этом, что вдоль витка распространяется бегущая волна тока

$$I = I_T \cdot e^{-ikl},$$

где l — расстояние, отсчитываемое вдоль витка.

Это выражение соответствует бегущей волне тока, которую можно представить двумя стоячими волнами, сдвинутыми по фазе на $\frac{\pi}{2}$

$$I = I_T \cdot e^{-ikl} = I_T \cdot \cos(kl) - jI_T \cdot \sin(kl).$$

Амплитуда первой из этих волн меняется вдоль витка по закону косинуса, а второй — по закону синуса (рисунок 6.44).

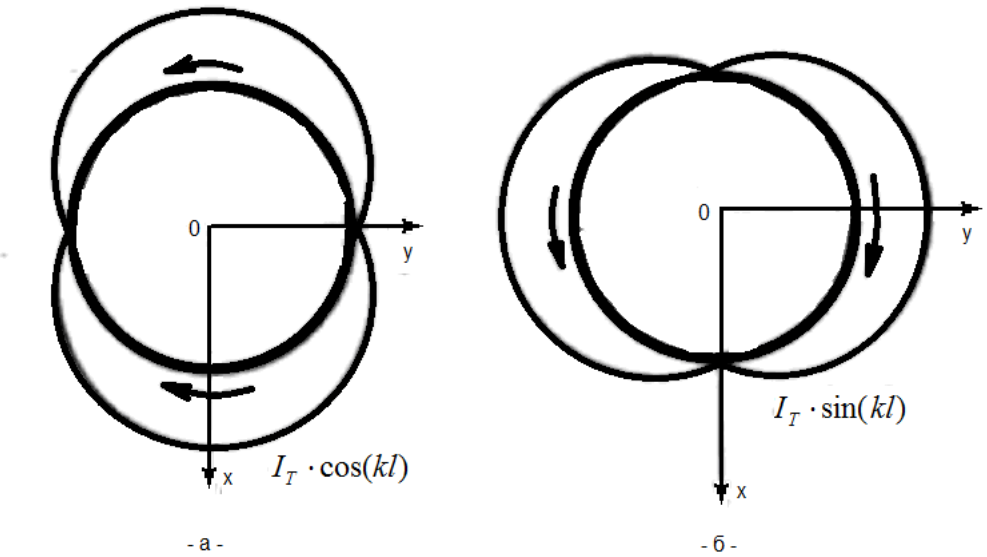


Рисунок 6.44 - Представление витка в виде двух полукруглых горизонтальных (а) и двух вертикальных (б) полуволновых вибраторов

Это означает, что виток можно рассматривать как четыре изогнутых полуволновых вибратора. Поля, излучаемые верхним и нижним вибраторами (рисунок 6.44а), складываются синфазно в плоскости yOz. При этом суммарное поле оказывается поляризованным горизонтально.

Поля, излучаемые правым и левым вибраторами (рисунок 6.44б), также дают максимум в направлении оси z, но поляризация суммарного поля оказывается вертикальной. Так как между стоячими волнами тока имеет место сдвиг по фазе, равный $\frac{\pi}{2}$, то излучаемое в направлении оси z плоским витком поле будет обладать круговой поляризацией.

6.15 Рупорные антенны

Рупорная антенна образуется путем увеличения поперечных размеров волновода (рисунок 6.45).

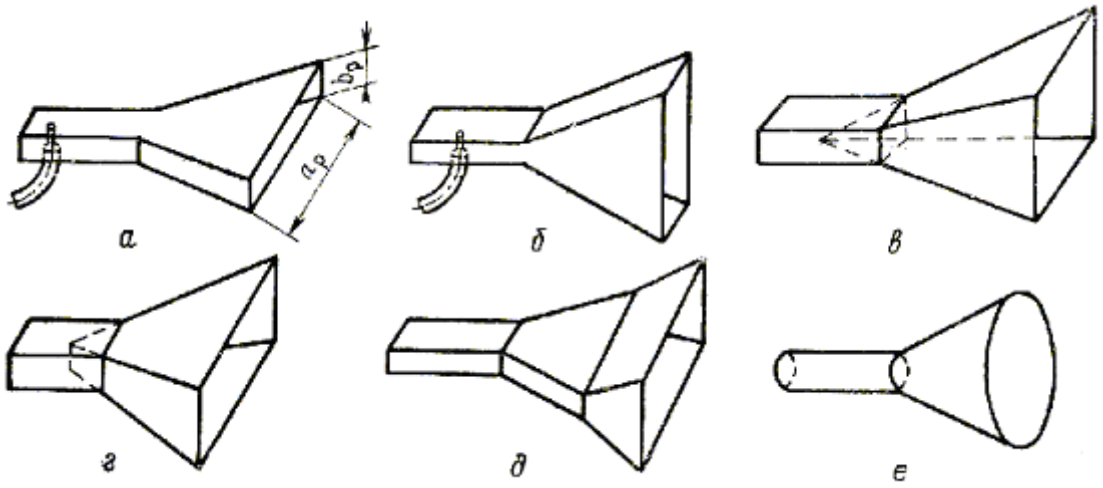


Рисунок 6.45 – Конструкции рупорных антенн

Рупорные антенны при правильно выбранных габаритах позволяют получить ширину главного лепестка диаграммы направленности порядка 10^o … 40^o. Плавное увеличение поперечного сечения волновода обеспечивает хорошее согласование со свободным пространством.

Достоинствами рупорных антенн являются простота конструкции, малые потери, большая широкополосность, что обусловило их широкое применение в миллиметровом и сантиметровом диапазонах.

В настоящее время в антенной технике наиболее широко используются секториальные, пирамидальные, коробчатые, конические и биконические рупоры.

Секториальные рупоры образуются путем плавного расширения пары противоположных стенок прямоугольного волновода. Если расширяются стенки волновода, лежащие в Н-плоскости, то рупор называется Н-секториальным (рисунок 6.45а). При увеличении размеров узких стенок (Е-плоскость) получается Е-секториальный рупор (рисунок 6.45*б*). Секториальные рупоры используются для получения диаграммы направленности с различной шириной диаграммы направленности во взаимно перпендикулярных плоскостях. При одновременном увеличении размеров всех стенок волновода образуется пирамидальный рупор (рисунок 6.45*в*).

Другие конструкции рупорных антенн приведены на рисунках 6.45г-е.

Рассмотрим пирамидальную рупорную антенну (рисунок 6.46).

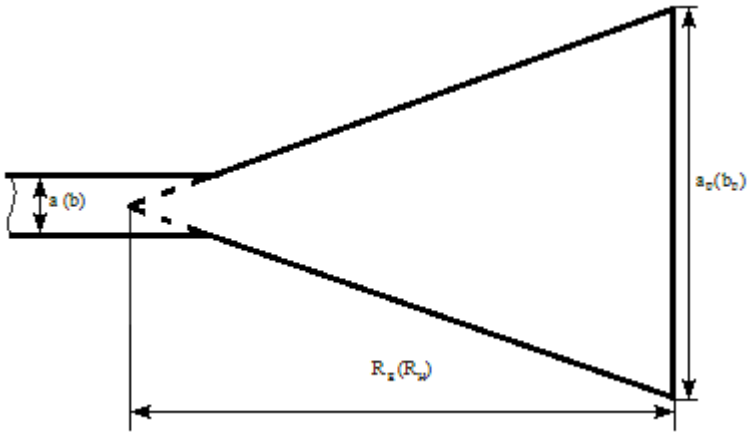


Рисунок 6.46 – Геометрические размеры пирамидальной рупорной антенны в плоскости Е (Н)

Возбуждение рупорных антенн осуществляется волной основного типа прямоугольного волновода - волной H_{10}. При условии малого угла раскрыва рупорной антенны и идеально проводящими стенками рупорной антенны полагают, что структура поля в раскрыве рупорной антенны сохраняется такой же, как в питающем волноводе. На рисунке 6.47 показана структура поля в прямоугольном раскрыве, которая подобна структуре поля основной волны H_{10} .

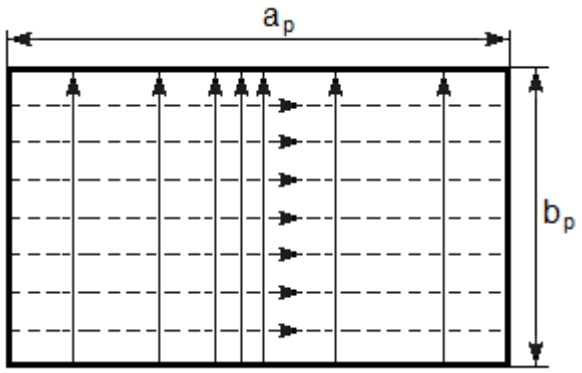


Рисунок 6.47 - Структура поля в раскрыве пирамидальной рупорной антенны

Поскольку фронт волны в раскрыве рупорной антенны не является плоским, возникают квадратичные отклонения фазы, увеличивающиеся по мере увеличения расстояния от оси рупорной антенны к его краям. Наибольший фазовый сдвиг получается на краях раскрыва рупорной антенны и он называется фазовой ошибкой.

Фазовые ошибки в раскрыве рупорной антенны определяются выражениями

$$\Delta\varphi_E = \frac{\pi \cdot b_p^2}{4 \cdot \lambda \cdot R_E},$$

$$\Delta\varphi_H = \frac{\pi \cdot a_p^2}{4 \cdot \lambda \cdot R_H},$$

где a_p, b_p - размеры раскрыва рупорной антенны,

R_E, R_H - длины рупора в плоскости Е и Н соответственно (рисунок 6.46).

Чем больше длина рупора, тем меньше фазовая ошибка. Минимальная длина рупора R_{opt}, при которой фазовая ошибка равна допустимой, называется оптимальной. Если фазовая ошибка не превышает допустимой величины, то фронт волны в раскрыве антенны считается плоским, и из этого условия проводятся расчеты диаграммы направленности и других характеристик направленности рупорной антенны. Допустимая фазовая ошибка в Е- и Н-плоскостях определяются соотношениями

$$\Delta\varphi_{E\ доп} = \frac{\pi}{2}, \qquad \Delta\varphi_{H\ доп} = \frac{3\pi}{4}.$$

Величина допустимой фазовой ошибки в Н – плоскости больше величины допустимой фазовой ошибки в Е – плоскости. Объясняется это тем, что в Н-плоскости амплитуда поля уменьшается от центра к краям раскрыва и, следовательно, уменьшается влияние наиболее сильно расфазированных краев на направленные свойства антенны.

Диаграмма направленности рупорной антенны в Е- и Н-плоскостях соответственно рассчитываются по формулам

$$F_E(\theta) = \frac{\sin(U_E)}{U},$$

$$F_H(\theta) = \frac{\cos(U_H)}{1 - \left(\frac{2 \cdot U_H}{\pi}\right)^2},$$

где $U_E = \frac{\pi \cdot b_p \cdot \sin(\theta)}{\lambda}$, $U_H = \frac{\pi \cdot a_p \cdot \sin(\theta)}{\lambda}$.

Из этих соотношений определяется ширина диаграммы направленности по полю на уровне $\frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0.707$ (или на уровне 0.5 по мощности)

$$2\theta_{0.5}^{E} = \frac{0.89 \cdot \lambda}{b_p},$$

$$2\theta_{0.5}^{H} = \frac{1.18 \cdot \lambda}{a_p}.$$

Типичный вид диаграмм направленностей рупорных антенн в декартовой системе координат приведен на рисунке 6.48.

На этом рисунке приведены диаграммы направленности при величине фазовой ошибки менее допустимой (кривая 1). При увеличении фазовой ошибки свыше допустимой диаграмма направленности изменяется тем сильнее, чем больше величина фазовой ошибки (кривая 2).

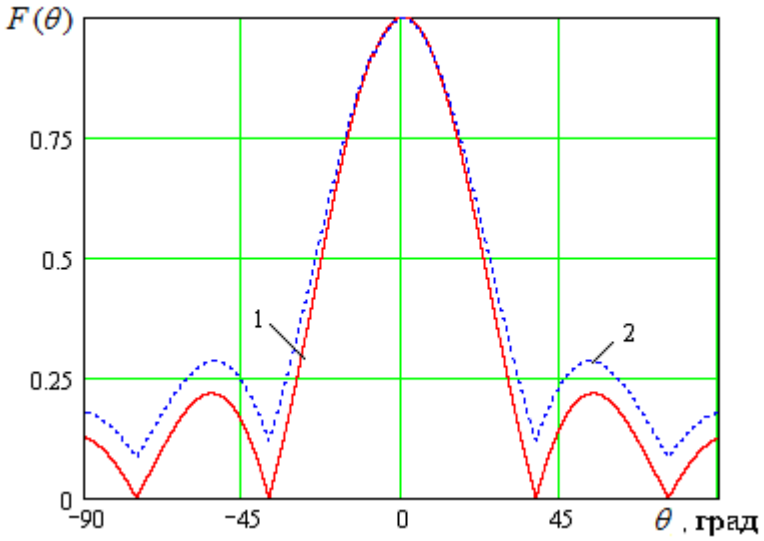


Рисунок 6.48 - Диаграмма направленности в прямоугольной системе координат

Коэффициент направленного действия (КНД) характеризует направленные свойства антенны и позволяет их сравнивать между собой.

Коэффициент направленного действия рупорной антенны в направлении главного максимума диаграммы направленности определяется соотношением

$$КНД = \frac{\nu \cdot 4 \cdot \pi \cdot a_p \cdot b_p}{\lambda^2},$$

где ν - коэффициент использования поверхности раскрыва антенны.

Величина коэффициента использования поверхности ν зависит от закона распределения амплитуды на поверхности раскрыва и величины фазовой ошибки.

В таблице 6.1 приведены величины коэффициента направленного действия антенны КНД, коэффициента использования поверхности ν , ширины диаграммы направленности в Е- и Н-плоскости и минимальной длины рупора R_{opt}, при которой фазовая ошибка не превышает допустимое значение, при разных амплитудных распределениях.

Таблица 6.1 - Параметры рупорных антенн

Тип антенны	КНД	ν	$2\theta_{0.5}^{E}$	$2\theta_{0.5}^{H}$	R_{opt}
Открытый конец волновода	$0{,}81\frac{4\pi}{\lambda^2}ab$	0,81	$51\frac{\lambda}{b}$	$68\frac{\lambda}{a}$	-
Н-секториальный рупор	$0{,}64\frac{4\pi}{\lambda^2}a_P b_P$	0,64	$51\frac{\lambda}{b}$	$78\frac{\lambda}{a_P}$	$\frac{a_P^{\,2}}{3{,}3\lambda}$
Е-секториальный рупор	$0{,}64\frac{4\pi}{\lambda^2}a_P b_P$	0,64	$56\frac{\lambda}{b_P}$	$68\frac{\lambda}{a}$	$\frac{b_P^{\,2}}{2{,}1\lambda}$
Пирамидальный рупор	$0{,}5\frac{4\pi}{\lambda^2}a_P b_P$	0,5	$56\frac{\lambda}{b_P}$	$78\frac{\lambda}{a_P}$	$\frac{a_P^{\,2}}{3\lambda}$
Конический рупор	$0{,}51\frac{4\pi}{\lambda^2}S_{\Gamma}$	0,51	$60\frac{\lambda}{d}$	$70\frac{\lambda}{d}$	$0{,}3\frac{(d)^2}{\lambda}$

6.16 Зеркальные антенны

Зеркальными называют антенны, в которых требуемые направленные свойства обеспечиваются за счет отражения электромагнитной волны от металлического зеркала 1 (рефлектора) определенного профиля (рисунок 6.49). Источником электромагнитной волны, падающей на зеркало, является какая-либо слабонаправленная антенна 2, называемая облучателем.

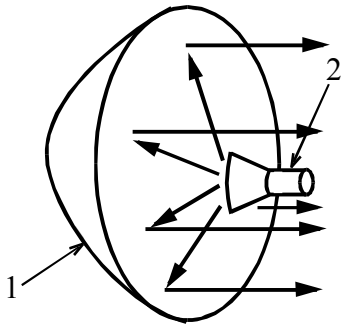


Рисунок 6.49 – Зеркальная антенна

Принцип действия зеркальных антенн основан на переотражении зеркалом электромагнитной волны, возбужденной облучателем. Электромагнитная волна излучается облучателем в направлении зеркала. Достигнув проводящей поверхности зеркала, электромагнитная волна наводит на ней токи проводимости, которые создают вторичные поля излучения. Для того чтобы на зеркало попала основная часть излученной электромагнитной энергии, облучатель должен иметь соответствующую диаграмму направленности и излучать только в направлении зеркала.

Зеркальная антенна применяется для формирования диаграмм направленностей с малой шириной основного лепестка. Это может быть в том случае, если поверхность зеркала представляет собой параболоид вращения, а фазовый центр облучателя совпадает с фокусом параболоида. В этом случае в раскрыве зеркальной антенны формируется плоский фронт волны, а ширина диаграммы направленности зеркальной антенны имеет минимальное значение.

Зеркальные антенны классифицируют по числу зеркал и форме их профиля.

Наибольшее распространение на практике получили однозеркальные антенны.

По форме профиля различают антенны с параболическими, круговыми, плоскими и специального профиля зеркалами. К параболическим относят антенны, сечение которых некоторой плоскостью представляет собой дугу

параболы. На рисунке 6.50 приведены параболические антенны с поверхностью зеркала в виде параболоида вращения (рисунок 6.50*а*), параболического цилиндра (рисунок 6.50*б*), а также вырезок из параболической поверхности (рисунок 6.50*в, г*).

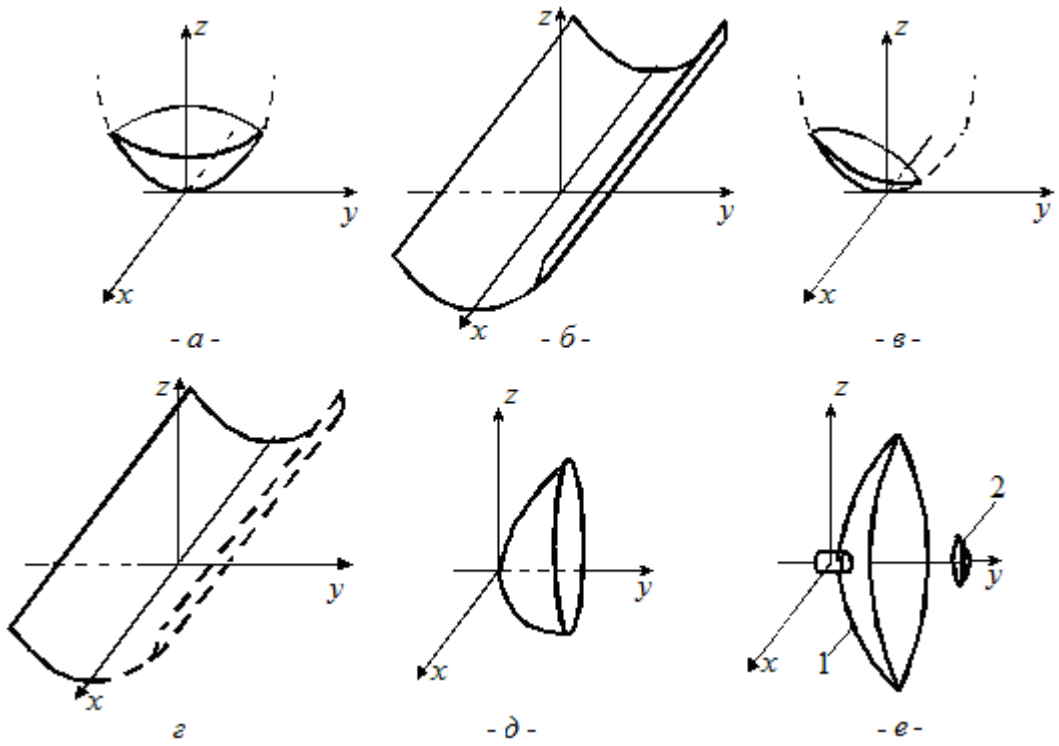


Рисунок 6.50 – Различные профили зеркальной антенны

Антенны, имеющие зеркала с центральной симметрией, формируют осесимметричные (игольчатые) диаграммы направленности. Параболо-цилиндрические и круго-цилиндрические антенны имеют веерные диаграммы направленности с существенно различной шириной главного лепестка в перпендикулярных плоскостях. С помощью зеркал специального профиля (рисунок 6.50*д)* формируют косекансные диаграммы направленности. В двухзеркальных антеннах (антеннах Кассегрена) (рисунок 6.50*е*) основное зеркало *1* обычно является параболоидом вращения, а дополнительное меньшего диаметра зеркало *2* может быть гиперболоидом вращения или частью эллипсоида.

Характеристики зеркальных антенн определяются профилем зеркала и его размерами, а также параметрами облучателя.

К облучателям зеркальных антенн предъявляются следующие требования:

1. Облучатель зеркальной антенны должен обеспечивать требуемое амплитудно-фазовое распределение поля в раскрыве зеркальной антенны и иметь минимальное излучение вне угла раскрыва зеркала;

2. Облучатель должен иметь точечный фазовый центр;

3. Поперечные размеры облучателя должны быть малыми, чтобы снизить эффект затенения раскрыва;

4. Рабочая полоса частот облучателя должна обеспечивать требуемые диапазонные свойства антенны;

5. Конструкция облучателя должна быть простой и обеспечивать нормальную работу антенны в различных метеоусловиях.

Конструкции наиболее часто используемых облучателей приведены на рисунке 6.51.

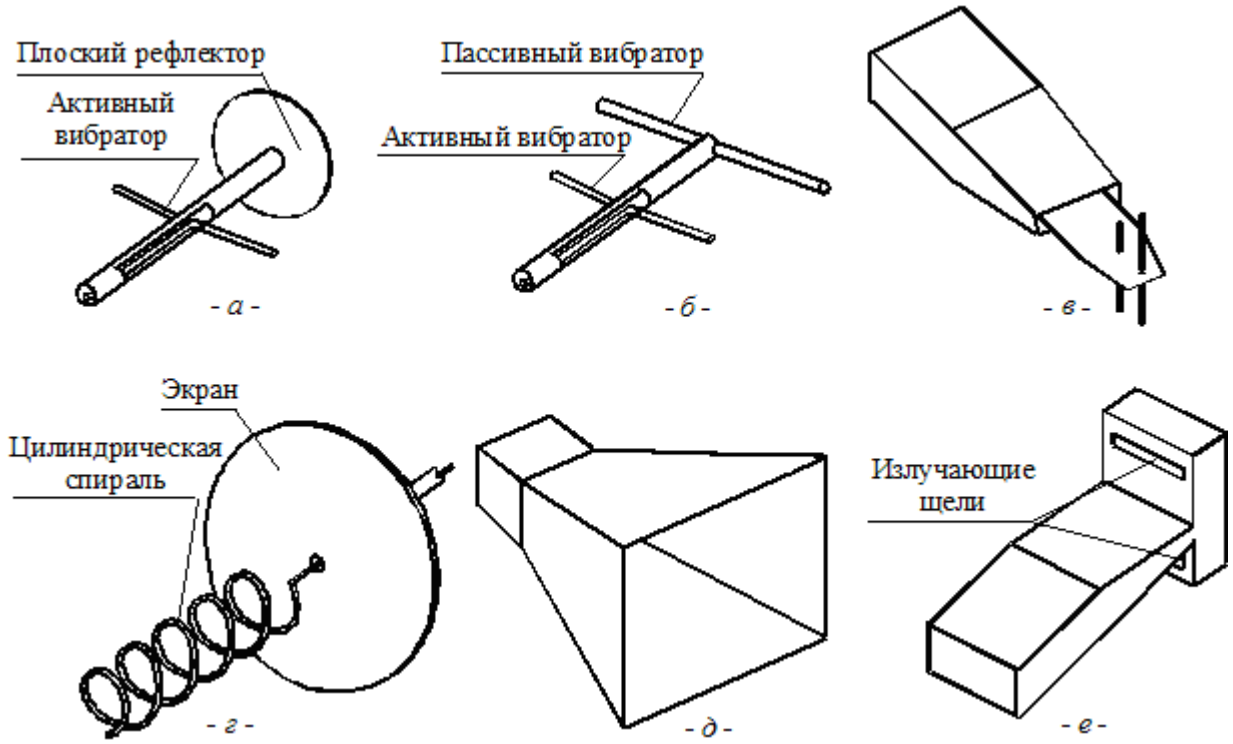


Рисунок 6.51 - Конструкции облучателей в зеркальных антеннах

На практике находят применение двухвибраторные облучатели, питаемые коаксиальной линией (рисунок 6.51*а,б*) или волноводом прямоугольного сечения (рисунок 6.51*в*); спиральная антенна (рисунок 6.51*г*); волноводно-рупорный облучатель (рисунок 6.51*д*); двухщелевой облучатель (рисунок 6.51*е*). Для одновременной работы на двух ортогональных поляризациях могут применяться турникетные облучатели.

6.17 Методы расчета диаграммы направленности зеркальных антенн

Имеется два приближенных метода определения направленных свойств параболической антенны.

Первый (апертурный) метод состоит в определении электромагнитного поля в зоне излучения по известному распределению касательной составляющей возбуждающего поля E_S на поверхности раскрыва зеркала S (рисунок 6.52).

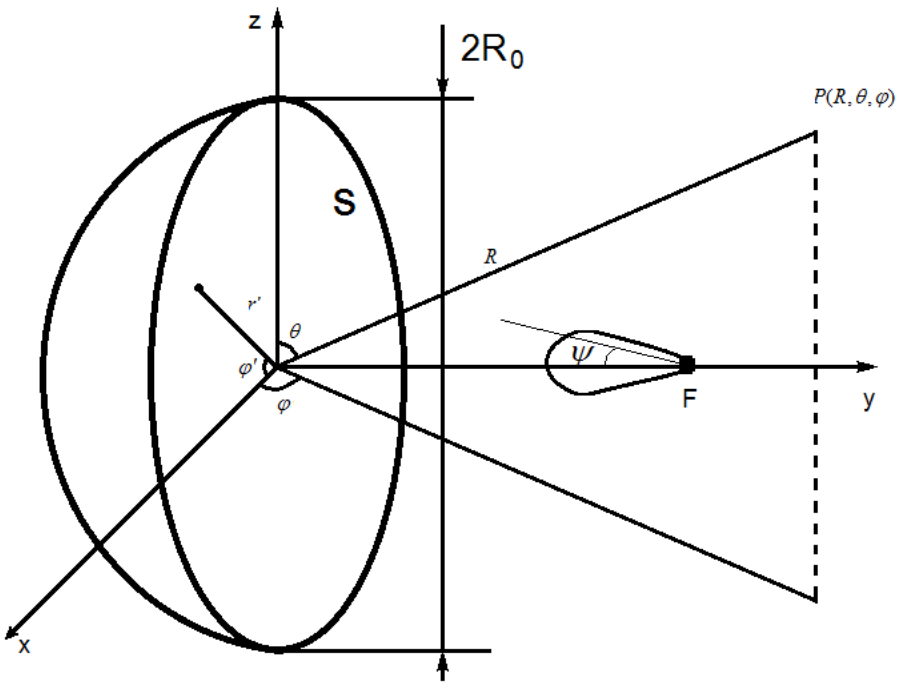


Рисунок 6.52 - К определению электромагнитного поля зеркальной антенны

В апертурном методе расчета считается, что излучающей поверхностью зеркальной антенны является только поверхность его раскрыва. В этом случае поверхность раскрыва считают синфазно возбуждённой, а диаграмма направленности параболического зеркала с круглым раскрывом будет определяться выражением (6.25)

$$F\ (\theta,\varphi) = \frac{1+\cos(\theta)}{2} \cdot \int_0^{R_0} \int_0^{2\pi} E_S(r',\varphi') \cdot e^{ikr' \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\varphi-\varphi')} \cdot r' \cdot dr' \cdot d\varphi' ,$$

где $F_1(\theta,\varphi) = \frac{1+\cos(\theta)}{2}$ - диаграмма направленности элементарной площадки (элемент Гюйгенса).

Из этого соотношения следует, что диаграмма направленности зеркальной антенны определяется амплитудным распределением касательной составляющей возбуждающего поля E_S в раскрыве зеркала и формой зеркала.

При расчёте амплитудного распределения касательной составляющей возбуждающего поля E_S полагают, что зеркало находится в дальней зоне облучателя, так как обычно расстояние от фокуса до поверхности зеркала составляет десятки длин волн. В этом случае амплитуда напряжённости поля, создаваемого облучателем в любой точке поверхности зеркала, определяется соотношением

$$E_S(r',\varphi') = \frac{1+\cos(\psi)}{2} \cdot F_{обл}(\psi,\varphi) ,$$

где F - фокусное расстояние зеркала,

$F_{обл}(\psi,\varphi)$ - диаграмма направленности облучателя,

$2R_0$ - диаметр зеркала.

Зная диаграмму направленности облучателя и параметры зеркала (диаметр зеркала и его фокусное расстояние), можно определить диаграмму направленности всей зеркальной антенны.

Второй (токовый) метод определения направленных свойств параболической антенны базируется на известном распределении поверхностных токов на внутренней поверхности зеркала. Полагая, что поверхностные токи существуют только на внутренней поверхности зеркала, можно определить вектор плотности тока в данной точке зеркала по известной формуле

$$\bar{j} = \left[\bar{1}_n \bar{H}\right],$$

где $\bar{1}_n$ - единичный вектор внешней нормали к данной точке поверхности зеркала,

$\bar{H}$ - вектор напряжённости магнитного поля, создаваемого облучателем в данной точке.

На рисунке 6.53 представлено спроецированное на плоскость *x0y* распределение поверхностного тока параболоида с отношением $\frac{R_0}{F} = 1.5$ при использовании в качестве облучателя изотропного излучателя с вертикальной поляризацией.

Как видно из этого рисунка, поверхностный ток содержит вертикальную составляющую j_x, которая создает вертикально поляризованное поле излучения. Горизонтальная составляющая поверхностного тока j_y создает поле излучения с горизонтальной поляризацией. Кроме того, в поверхностном токе на параболоиде присутствует и третья составляющая j_z. также создающая горизонтальную поляризацию. Появление двух горизонтальных компонент, отсутствовавших в исходном поле, обусловлено кривизной поверхности зеркала, по которой течёт ток.

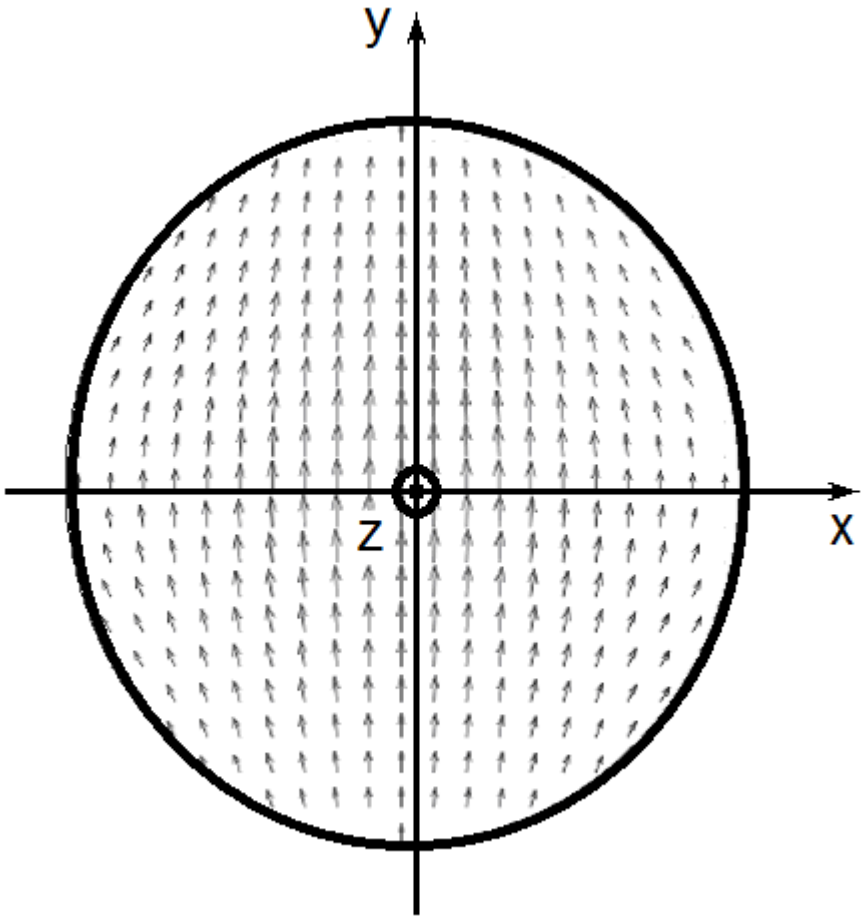


Рисунок 6.53 - распределение тока проводимости на поверхности зеркала при использовании в качестве облучателя изотропного излучателя с вертикальной поляризацией

Как видно из рисунка 6.53, составляющие j_x имеют во всех квадрантах одинаковое направление. Поля, излучаемые этими составляющими на всех элементах поверхности в направлении оси z , суммируются, поэтому эта поляризация поля является основной. Составляющие плотности поверхностного тока j_y и j_z в различных квадрантах имеют взаимно противоположные направления и не создают излучения в направлении оси z . Однако эти составляющие могут создавать поле в других направлениях.

Составляющие j_y и j_z почти не сказываются на форме главного лепестка и ближайших к нему боковых лепестков диаграммы

направленности, так как благодаря большим размерам параболических антенн их диаграммы направленности обычно бывают очень узкими. Эти составляющие приводят к увеличению лишь сравнительно отдалённых боковых лепестков. При расчёте диаграммы направленности параболического зеркала в главных плоскостях обычно учитывается только основная составляющая j_x плотности поверхностного тока. Эта составляющая создаёт линейно поляризованное поле E_x, являющееся основным. Поляризации полей, создаваемых составляющими j_y и j_z, (E_y и E_z), считаются паразитными (поперечная поляризация или кросс-поляризация). Это уменьшает коэффициент усиления антенны, т.к. часть мощности облучателя расходуется на создание поля с паразитной поляризацией.

Оба рассмотренных метода анализа направленных свойств параболической антенны тем более точны, чем больше относительные размеры зеркала и чем больше его радиус кривизны.

6.18 Конструкции и характеристики зеркальных антенн

Зеркальные антенны применяются в тех случаях, когда необходимо получить узкую диаграмму направленности. Фотографии и характеристики некоторых типов зеркальных антенн приведены ниже.

На рисунке 6.54 приведены фотографии зеркальных антенн для непосредственного приема телевизионных программ со спутника.





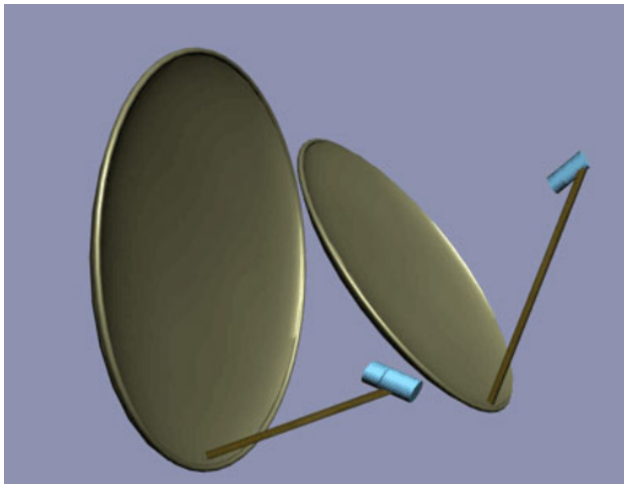




Рисунок 6.54 - Фотографии зеркальных антенн для непосредственного приема телевизионных программ со спутника

Параметры таких зеркальных антенн зависят от их размеров:

- диапазон частот - 10,95-12,75 ГГц,
- диаметр зеркала - 600 … 2500 мм,
- ширина диаграммы направленности – 2.8^0 …0.7^0,
- коэффициент усиления - 35,9 … 47,6 дБ.

На рисунке 6.55 приведена фотография зеркальной антенны радиотелескопа, установленного в Пуэрто-Рико, в 15 км от города Аресибо.



Рисунок 6.55 - Зеркальная антенна радиотелескопа, установленного в Пуэрто-Рико, г. Аресибо

В настоящее время это крупнейшая в мире зеркальная антенна. Она используется для исследований в области радиоастрономии, физики атмосферы и радиолокационных наблюдений объектов Солнечной системы.

Зеркальная антенна радиотелескопа расположена в естественной карстовой воронке и покрыта 38 778 перфорированными алюминиевыми пластинами (размером примерно 1×2 м), уложенными на сетку из стальных тросов. Облучатель антенны подвижный, подвешен на 18 тросах к трём башням.

Эта зеркальная антенна имеет следующие параметры:

- рабочий диапазон радиочастот - от 50 МГц до 10 ГГц,
- фокусное расстояние - 132.5 м,
- форма зеркала рефлектора - сферическая поверхность,

- диаметр зеркала - 304.8 м,
- глубина зеркала рефлектора - 50.9 м,
- площадь зеркала - 73 000 м²,
- ширина диаграммы направленности - 6 угловых минут.

На рисунке 6.56 показана антенна радиотелескопа РТ-70, расположенная в Крыму вблизи г. Евпатория.



Рисунок 6.56 - Зеркальная антенна радиотелескопа РТ-70, расположенная в Крыму вблизи г. Евпатория

Параметры антенны:

- диапазон рабочих длин волн - до 8 мм.
- тип антенны: двухзеркальная - по системе Грегори
- диаметр основного зеркала - 70м;
- диаметр вспомогательного зеркала - 7м;
- высота антенны - 86,36 метра;
- вес подвижной части: ~ 5000 тонн
- эффективная площадь поверхности антенны:
- в режиме передачи - 2600 м²;
- в режиме приёма - 2500 м²;
- антенная система - полноповоротная;
-по углу места - от 0 до 90 град;
-по азимуту - 270 град;
- ширина диаграммы направленности - от 2 до 18 угловых минут в зависимости от диапазона частот;
- точность наведения - до 10 угловых секунд.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены линии передачи СВЧ-диапазона и их характеристики. Приведены характеристики эквивалентной линии передачи при различных сопротивлениях нагрузки. Рассмотрены различные методы согласования нагрузки с линией передачи. Приведены конструкции и рассмотрен принцип действия различных устройств СВЧ-диапазона.

Рассмотрены методы расчета полей излучения и диаграмм направленностей антенн и фазированных антенных решеток, приведены их основные характеристики. Описаны конструкции и характеристики вибраторных, спиральных, рупорных и зеркальных антенн.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пименов, Ю. В. Техническая электродинамика [Текст]/ Ю.В.Пименов, В. И. Вольман, А. Д. Муравцов. Под ред. Ю.В. Пименова. - М.: Радио и связь, 2000. - 536 с.

2. Драбкин, А. Л. Антенно - фидерные устройства [Текст] / А.Л. Драбкин, В.Л. Зузенко, А. Г. Кислов - М.: Сов. Радио, 1974. - 536 с.

3. Веселов, Г. И. Микроэлектронные устройства СВЧ [Текст] / Г. И. Веселов, Е. Н. Егоров, Ю. Н. Алехин и др. Под ред. Г. И. Веселова. - М. : Высш. школа, 1988. - 280 с.

4. Сазонов, Д. М. Устройства СВЧ [Текст]/Сазонов Д.М., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. - М.: Высшая школа, 1981.- 295с.

5. Федоров, Н. Н. Основы электродинамики [Текст] - М.: Высшая школа, 1980. - 399 с.

6. Справочник по элементам полосковой техники [Текст] / Под ред. А.Д. Фельдштейна. - М.: Связь, 1979. - 336 с.

7. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств [Текст] / Под ред. В.И. Вольмана. - М.: Радио и связь, 1982.- 328 с.

8. Неганов, В. А. Теория и применение устройств СВЧ [Текст] / В. А. Неганов, Г. П. Яровой ; под ред. В. А. Неганова. - М.: Радио и связь, 2006. - 719 с.

9. Григорьев А. Д. Электродинамика и техника СВЧ [Текст] - М.: Высш. шк., 1990. - 335 с.