

**Н.А. МАЛКОВ, А.П. ПУДОВКИН**

---

# **УСТРОЙСТВА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ**

---

◆ ИЗДАТЕЛЬСТВО ТГТУ ◆

Министерство образования и науки Российской Федерации  
ГОУ ВПО «Тамбовский государственный технический университет»

**Н.А. МАЛКОВ, А.П. ПУДОВКИН**

# **УСТРОЙСТВА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ**

*Рекомендовано Учебно-методическим объединением по образованию в области радиотехники, электроники, биомедицинской техники и автоматизации в качестве учебного пособия для студентов 3 и 4 курсов, обучающихся по специальностям 210303, 210201 и направлению 210300 очной и заочной форм обучения*



---

Тамбов  
Издательство ТГТУ  
2008

УДК 528.029.4/66

ББК з840.4я73

М194

Рецензенты:

Доктор физико-математических наук, профессор

***В.А. Фёдоров***

Доктор педагогических наук, профессор

***Н.Я. Молотков***

**Малков, Н.А.**

М194      Устройства сверхвысоких частот : учеб. пособие / Н.А. Малков, А.П. Пудовкин. – Тамбов : Изд-во Тамб. гос. техн. ун-та, 2008. – 92 с. – 100 экз. – ISBN 978-5-8265-0735-3.

Рассматриваются физические принципы техники сверхвысоких частот (СВЧ), современные методы проектирования и конструкции волноводных, коаксиальных, микрополосковых устройств.

Предназначено для студентов 3 и 4 курсов, обучающихся по специальностям 210303, 210201 и направлению 210300 «Радиотехника» очной и заочной форм обучения.

УДК 528.029.4/66

ББК з840.4я73

ISBN 978-5-8265-0735-3

© ГОУ ВПО «Тамбовский государственный технический университет» (ТГТУ), 2008

Учебное издание

МАЛКОВ Николай Аркадьевич,  
ПУДОВКИН Анатолий Петрович

# УСТРОЙСТВА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Учебное пособие

Редактор О.М. Гурьянова  
Инженер по компьютерному макетированию Т.А. Сынкova

Подписано в печать 27.10.2008.  
Формат 60 × 84/16. 5,35 усл. печ. л.  
Тираж 100 экз. Заказ № 471

Издательско-полиграфический центр  
Тамбовского государственного технического университета  
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14

## ВВЕДЕНИЕ

---

---

Современная навигация и связь, телевидение, физические исследования вещества, биологический анализ, прикладная медицина и другие области науки и техники немыслимы без аппаратуры диапазона СВЧ. В диапазоне СВЧ могут быть получены эффекты, которые в более низкочастотной области радиодиапазона принципиально невозможны или проявляются не столь ярко. Проектирование радиоэлектронной аппаратуры СВЧ-диапазона имеет свою специфику, которая определяется главным образом её способностью получать высокие радиотехнические характеристики.

Устройства СВЧ в отличие от РЭА имеют распределённые электрические параметры, а их радиотехнические характеристики зависят от воздействия электромагнитного поля.

В пособии предлагается рассмотреть вопросы, которые способствуют пониманию физике явлений, происходящих внутри устройств, и лежат в основе проектирования устройств СВЧ.

Все элементы и устройства СВЧ реализуются на отрезках линий передач в виде волноводов, микрополосковых, коаксиалов, а также рассмотрены многополюсные схемы, ферритовые устройства. Кратко рассмотрены усилители и генераторы СВЧ.

Пособие будет полезно для курсового и дипломного проектирования.

# 1. ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ СВЧ

## 1.1. ТРЕБОВАНИЯ К ЛИНИЯМ ПЕРЕДАЧИ

*Линией передачи* называется устройство, направляющее поток электромагнитной энергии в заданном направлении. Линии передачи служат для передачи электромагнитной энергии от источника к потребителю, например от передатчика к антенне и от антенны к приёмному устройству, а также для соединения отдельных частей и узлов радиоаппаратуры. На базе отрезков линий передачи конструируются многие СВЧ-элементы и узлы радиоаппаратуры [1 – 6].

К линиям передачи предъявляются следующие требования:

- 1) незначительные паразитные излучения при приёме энергии, так как возникающие паразитные связи нарушают правильное функционирование радиоаппаратуры и радиосистем в целом;
- 2) минимальные амплитудно- и фазочастотные искажения;
- 3) минимальные потери энергии, уменьшающие дальность действия радиосистем и ухудшающие электрические характеристики элементов и узлов радиоаппаратуры, конструируемых на базе линий передачи;
- 4) высокая электрическая прочность, необходимая для передачи большой мощности, а также для конструирования элементов и узлов радиоаппаратуры;
- 5) высокая механическая прочность, обеспечивающая высокую надёжность, длительный срок службы и устойчивость к механическим воздействиям;
- 6) большая широкополосность, допускающая одновременную работу нескольких каналов радиосистем и передачу сложных сигналов с широким спектром частот;
- 7) передача энергии волной одного типа. Использование нескольких типов волн приводит к понижению КПД возбуждающих устройств на входе линии, к возрастанию потерь из-за увеличения затухания на паразитных типах волн и увеличению отражений на приёмном конце линии из-за повышенного коэффициента отражения паразитных типов волн. Кроме того, различным типам волн соответствуют различные групповые скорости, что в свою очередь является причиной искажения передаваемого сообщения; один и тот же сигнал приходит в точку приёма в виде нескольких сигналов, смещённых во времени.

Используемые на практике линии передачи можно разделить на два класса: открытые линии передачи и волноводы. В открытых линиях передачи электромагнитное поле сообщается с пространством, окружающим линию. В волноводах электромагнитное поле сосредоточено в пространстве, экранированном от внешней среды металлической оболочкой.

## 1.2. ПРЯМОУГОЛЬНЫЕ И КРУГЛЫЕ ВОЛНОВОДЫ

Геометрия прямоугольного волновода и используемая система координат показаны на рис. 1.1, б. В результате решения волнового уравнения при соответствующих граничных условиях можно получить

$$\gamma = \sqrt{k_{\text{кр}}^2 - k^2} = j \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - (f_{\text{кр}}/f)^2}, \quad (1.1)$$

где  $\gamma$  – постоянная распространения;  $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$  – волновое число для диэлектрика, занимающего безграничное пространство;  $v$  – фазовая скорость в диэлектрике. Критическое значение волнового числа  $k_{\text{кр}}$  и критическая частота определяются соотношением

$$(k_{\text{кр}})_{m,n} = 2\pi(f_{\text{кр}})_{m,n} \sqrt{\mu\epsilon} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}, \quad (1.2)$$

где вид колебаний определит тип волны  $H_{m,n}$  или  $E_{m,n}$ .

Из формулы (1.1) видно, что для  $f > f_{\text{кр}}$  постоянная распространения является чисто мнимой величиной ( $\gamma = j\beta$ ). Фазовая скорость  $v$  и длина волны в волноводе  $\lambda_v$  рассчитываются по значению  $\beta$ . Волна, распространяющаяся в волноводе, не является Т-волной, и поэтому волновое сопротивление не может быть определено однозначно. Для таких структур волновое сопротивление  $Z_0$  может быть определено одним из способов: путём использования отношения напряжения  $U$  к току  $i$  или значения передаваемой мощности при заданном напряжении (или токе)

$$Z_0(v, i) = \frac{v}{i}, \quad \text{или} \quad Z_0(W, i) = \frac{2W}{i}, \quad \text{или} \quad Z_0(W, v) = \frac{v\dot{v}}{2W}. \quad (1.3)$$

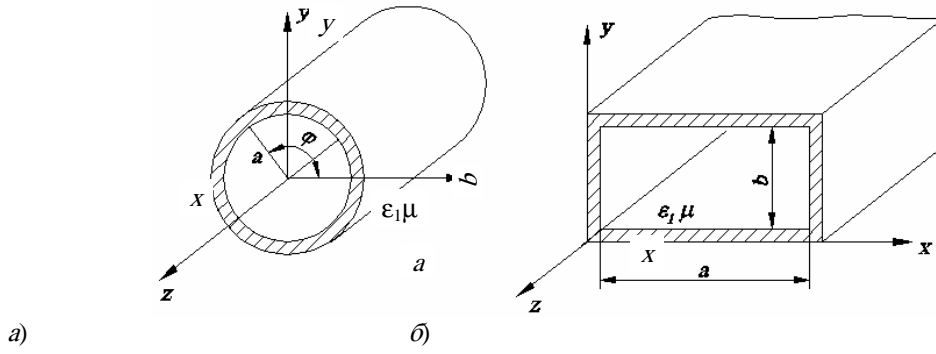


Рис. 1.1. Круглый (а) и прямоугольный (б) волноводы

Для линий с Т-волной все эти определения идентичны, но для волноводов они приводят к трём различным значениям волнового сопротивления. Все эти значения волнового сопротивления могут быть выражены через удельное волновое сопротивление  $Z_z$ , определяемое отношением поперечных составляющих электрического и магнитного полей. Удельное волновое сопротивление для  $H$ -волны определяется формулой

$$Z_z(H) = \frac{\omega\mu}{\beta} = \frac{n}{\sqrt{1 - (\omega_{кр}^2/\omega^2)}}, \quad (1.4)$$

а для  $E$ -волны

$$Z_z(E) = \beta/\omega\varepsilon = \eta\sqrt{1 - \omega_{кр}^2/\omega^2}. \quad (1.5)$$

Волновое сопротивление для основного типа  $H$ -волны в прямоугольном волноводе рассчитывается далее. В формулах (1.3)  $v$  – максимальное напряжение между нижней и верхней стенками волновода, а  $i$  – суммарный продольный ток в широкой стенке. Все три значения, определяемые формулами (1.3), могут быть выражены через удельное волновое сопротивление:

$$Z_0(v, i) = Z_z(\pi b/2a); \quad (1.6)$$

$$Z_0(W, i) = Z_z(\pi^2 b/8a); \quad (1.7)$$

$$Z_0(W, v) = Z_z(2b/a). \quad (1.8)$$

Затухание в волноводе определяется главным образом неидеальностью проводников стенок волновода. Для волн различных типов затухание волновода (дБ/м) может быть рассчитано по следующим формулам:

$$(\alpha_{кр})_{H_{m0}} = \frac{8,686R_s}{bZ_0\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}} \left[ 1 + \frac{2b}{a}(f_{кр}/f)^2 \right], \quad (1.9)$$

где  $R_s = \sqrt{\frac{\omega M a}{26}}$  – поверхностное сопротивление металла;

$$(\alpha_{кр})_{H_{m,n}} = \frac{17,37R_s}{bZ_0\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}} \times \left\{ (1 + 2b/a)(f_{кр}/f)^2 + [1 - (f_{кр}/f)^2] \left[ \frac{\frac{b}{a} \left( \frac{b}{a} m^2 + n^2 \right)}{\frac{b^2 m^2}{a^2} + n^2} \right] \right\}, \quad (n \neq 0); \quad (1.10)$$

$$(\alpha_{кр})_{E_{m0n}} = \frac{17,37R_s}{bZ_0\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}} \left\{ \frac{[m^2(b/a)^3 + n^2]}{[m^2(b/a)^2 + n^2]} \right\}. \quad (1.11)$$

Постоянная распространения и волновое, сопротивление волновода с круглым поперечным сечением (рис. 1.1, а) также определяются формулами (1.1), (1.4) и (1.5), соответственно. Критическая частота  $f_{кр}$  может быть рассчитана по значению критического волнового числа  $k_{кр}$ , которое для  $E$ -волны определяется формулой

$$(k_{кр})_{n,l} = p_{n,l}/a, \quad (1.12)$$

где  $p_{n,l}$  – 1-й нуль функции  $J_n(x)$ ;  $a$  – радиус волновода.

Для  $H$ -волны имеем

$$(k_{кр})_{n,l} = p'_{n,l}/a, \quad (1.13)$$

где  $p'_{n,l}$  – 1-й нуль функции  $J'_n(x)$ ;  $a$  – радиус волновода.

Затухание (дБ/м), вызванное конечной проводимостью стенок волновода, определяется следующими соотношениями. Для волны  $E$ -типа

$$\alpha_{n,l} = 8,686 \frac{R_s}{\alpha \eta} \frac{1}{\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}}. \quad (1.14)$$

Для волны  $H$ -типа

$$\alpha_{n,l} = 8,686 \frac{R_s}{\alpha \eta} \frac{1}{\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}} \left\{ (f_{кр}/f)^2 + \frac{n^2}{(p'_{n,l})^2 - n^2} \right\}. \quad (1.15)$$

Для прямоугольных волноводов наиболее употребительными параметрами являются фазовая постоянная  $\beta$  и критическая частота  $f_{кр}$ , определяемые формулами (1.1) и (1.2), соответственно.

### 1.3. ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ С ВОЛНАМИ ТИПА Т

**Двухпроводные линии передачи.** Двухпроводная линия образована системой из двух параллельных проводников, окружённых однородным веществом с параметрами  $\epsilon_a$  и  $\mu_a$ .

На рис. 1.2 показана симметричная двухпроводная линия передачи из одинаковых проводников круглого сечения. Рассмотрим основные расчётные соотношения для этой линии.

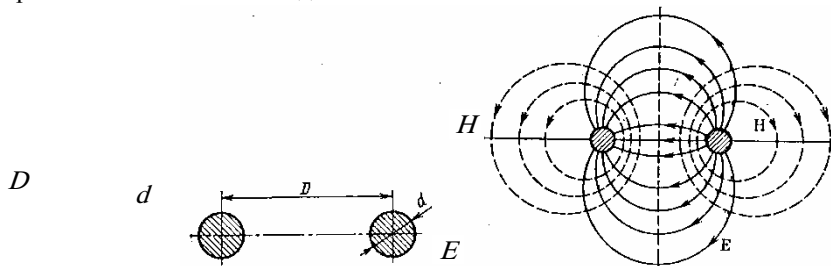


Рис. 1.2

Рис. 1.3

Комплексные амплитуды тока  $\dot{I}$  и напряжения  $\dot{U}$  для бесконечной линии без потерь:

$$\dot{I} = I e^{-j\beta z}; \quad \dot{U} = U e^{-j\beta z}. \quad (1.16)$$

Погонные параметры двухпроводной линии передачи

$$L_1 \approx \frac{\mu_a}{\pi} \ln \left( \frac{2D-d}{d} \right), \text{ Гн/м}; \quad (1.17)$$

$$C_1 \approx \pi \epsilon_a \frac{1}{\ln \left( \frac{2D-d}{d} \right)}, \text{ Ф/м}. \quad (1.18)$$

Волновое сопротивление

$$Z_B \approx 120 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln\left(\frac{2D-d}{d}\right), \text{ Ом.} \quad (1.19)$$

Картина силовых линий электромагнитного поля показана на рис. 1.3. Мощность, переносимая волной типа Т в двухпроводной линии передачи,

$$P = \frac{U^2}{2Z_B} = \frac{U^2}{240} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{1}{\ln\left(\frac{2D-d}{d}\right)}, \text{ Вт.} \quad (1.20)$$

Напряжённость электрического поля максимальна на участках поверхности, которые наиболее близки друг к другу. Приближённо при  $d/D < 0,4$

$$E_{\max} = \frac{U}{d} \frac{1+d/(2D)}{\ln\left(\frac{2D-d}{d}\right)}. \quad (1.21)$$

Диэлектрик способен выдержать без электрического пробоя некоторое предельное значение напряжённости электрического поля  $E_{\text{пред}}$ , которое и определяет предельную переносимую мощность.

Коэффициент ослабления волны за счёт потерь в диэлектрике ( $\alpha_n$ ) определяется формулой (1.22). Коэффициент ослабления, обусловленный сопротивлением проводников:

$$\alpha_M = \frac{1}{2} \omega \sqrt{E_0 \mu_0 + g \delta_s}; \quad (1.22)$$

$$\alpha_M = \frac{R_s}{\pi d Z_B \sqrt{1 - (d/D)^2}}, \text{ м}^{-1}. \quad (1.23)$$

Здесь квадратный корень учитывает повышение ослабления вследствие неравномерного распределения тока; при  $d < D/3$  этой поправкой можно пренебречь.

**Коаксиальные линии передачи.** Коаксиальная линия передачи представляет собой систему из двух соосных металлических цилиндров с диаметрами  $d$  и  $D$ , разделённых слоем диэлектрика с проницаемостями  $\epsilon_a$  и  $\mu_a$  (рис. 1.4).

Комплексная амплитуда вектора  $\vec{E}$  бегущей волны в коаксиальной линии передачи без потерь

$$\vec{E} = \frac{\dot{U}}{\ln(D/d)} \frac{1}{r} e^{-j\beta z} \vec{1}_r, \quad (1.24)$$

где  $\dot{U}$  – комплексная амплитуда напряжения (разности потенциалов) между внутренним и внешним проводниками в сечении  $z = 0$ .

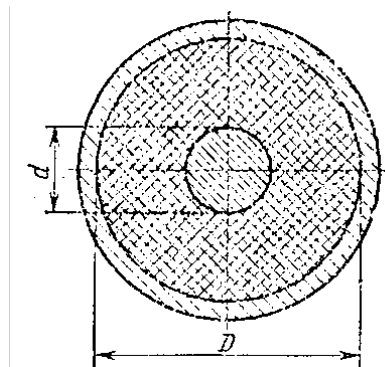


Рис. 1.4

Для линии без потерь

$$Z_{cT} = \sqrt{\mu_a / \epsilon_a} = 120 \pi \sqrt{\mu / \epsilon}, \text{ Ом.} \quad (1.25)$$

Погонные параметры коаксиальной линии передачи:

$$L_1 = \mu_a / (2\pi) \ln(D/d), \text{ Гн/м;} \quad (1.26)$$

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_a}{\ln(D/d)}, \text{ Ф/м.} \quad (1.27)$$

Волновое сопротивление коаксиальной линии передачи

$$Z_B = 60\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln\left(\frac{D}{d}\right) = 138\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \lg\left(\frac{D}{d}\right), \text{ Ом.} \quad (1.28)$$

Переносимая мощность

$$P = \frac{U^2}{120} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu} \frac{1}{\ln(D/d)}}, \text{ Вт.} \quad (1.29)$$

Поскольку

$$U = E_{\max} \frac{d}{2} \ln(D/d), \text{ В,} \quad (1.30)$$

выражение (1.29) можно представить в виде

$$P = \frac{E_{\max}^2 d^2}{480} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \ln(D/d), \text{ Вт.} \quad (1.31)$$

Коэффициент ослабления волны типа Т в коаксиальной линии передачи, учитывающий потери в диэлектрике, определяется формулой (1.22). Коэффициент ослабления, обусловленный потерями в металле,

$$\alpha_M = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu} \frac{R_{S1}/d + R_{S2}/D}{120\pi \ln(D/d)}}, \text{ м}^{-1}, \quad (1.32)$$

где  $R_{S1}$  и  $R_{S2}$  – поверхностные сопротивления металла внутреннего и внешнего цилиндров, соответственно.

В коаксиальной линии передачи волны электрического и магнитного типов являются высшими типами волн. Обычно они не используются для передачи, но могут возникать как паразитные. Для подавления волн высших типов достаточно, чтобы частота колебаний удовлетворяла неравенству

$$\omega \leq \frac{4}{\sqrt{\mu_a \epsilon_a} (d + D)}. \quad (1.33)$$

**Несимметричная полосковая линия.** При проектировании микроволновых устройств получили распространение различные полосковые линии передачи. Их свойства, расчёт параметров, преимущества и недостатки подробно описаны в работах [1 – 3]. Преимущество полосковых линий по сравнению с коаксиальными или двухпроводными линиями заключается в существенном повышении степени интеграции, уменьшении габаритов и массы устройства СВЧ, а также их стоимости благодаря применению групповых технологических методов производства.

Микрополосковой линией передачи (МЛП) называется проводник ленточного типа  $1$  (полоска) прямоугольного сечения, расположенный на подложке  $2$  с высокой диэлектрической проницаемостью ( $\epsilon_{r2} \gg \epsilon_{r1}$ ), на обратной стороне которой расположена заземлённая металлическая плоскость (экран)  $3$  (рис. 1.5, а).

Микрополосковая линия является одним из основных элементов микросхем СВЧ и широко используется в качестве составных частей таких устройств. Микрополосковая линия характеризуется рядом параметров: волновым сопротивлением, коэффициентом потерь, предельной передаваемой мощностью, длиной волны и её дисперсией.

Волновое сопротивление МПЛ зависит от конструктивных и электрических параметров проводника и подложки и поэтому является сложной функцией.

Нахождение по заданному  $Z_B$  конструктивных размеров (в миллиметрах) может быть выполнено по следующим формулам:

$$W/h = \frac{8}{(e^d - 2e^{-d})}, \text{ при } d < 2,1; \quad (1.34)$$

$$W/h = \frac{2(d_1 - 1)}{\pi} - \frac{2}{\pi} \ln(2d_1 - 1) + \frac{\epsilon_r - 1}{\pi\epsilon_r} \left[ \ln(d_1 - 1) + 0,293 - \frac{0,517}{\epsilon_r} \right], \text{ при } d > 2,1, \quad (1.35)$$

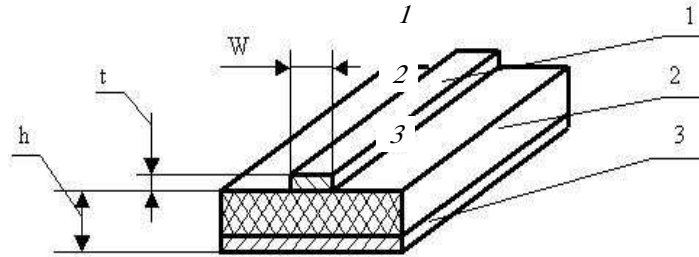
где



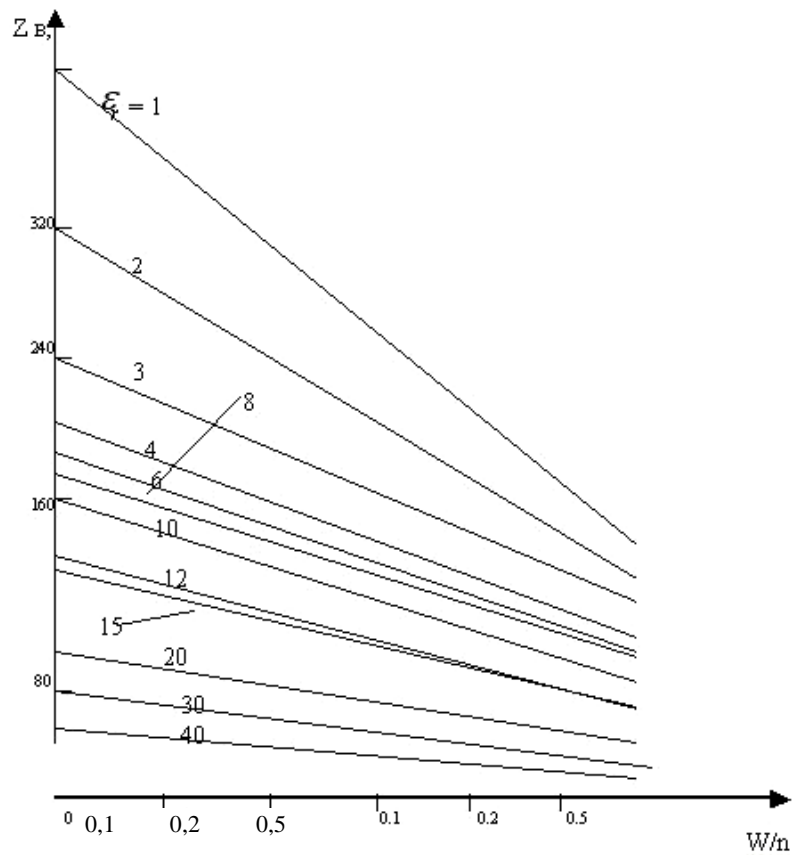
$$d = \frac{Z_B}{60} \sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \left( 0,226 + \frac{0,12}{\epsilon_r} \right);$$

$$d_1 = \frac{60\pi^2}{Z_B \sqrt{\epsilon_r}}; \quad \epsilon_{r1} = 1; \quad \epsilon_{r2} = \epsilon_r.$$

Погрешность вычислений по (1.34) не превышает 1 %, по (1.35) – 2 %. На рис. 1.5, б представлена зависимость сопротивления МПЛ бесконечно малой толщины от отношения  $W/h$  при различных значениях  $\epsilon_r$ .



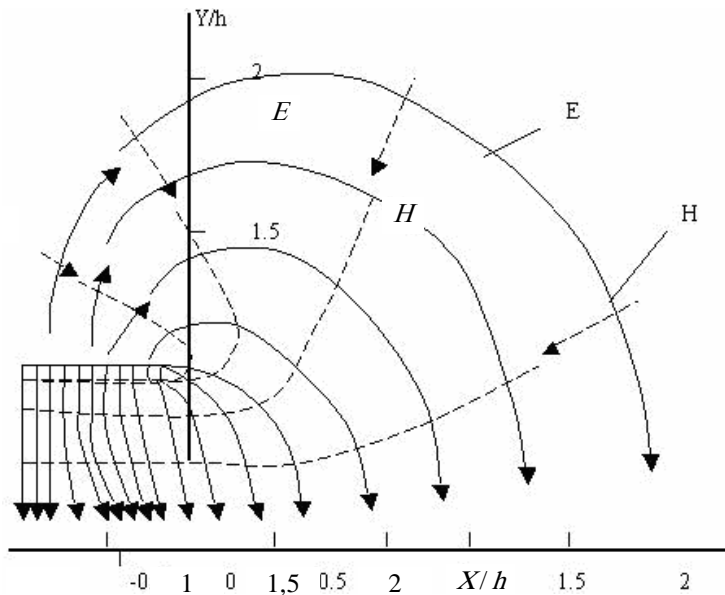
а)



б)

**Рис. 1.5. Микрополосковая линия передачи:**

а – конструкция; б – волновое сопротивление МПЛ в функции отношения  $W/h$  для различных значений  $\epsilon_r > \epsilon_2$



**Рис. 1.6. Структура электромагнитного поля в микрополосковой линии (в поперечном сечении)**

Структура электромагнитного поля в несимметричной полосковой линии при распространении в ней Т-волны показана на рис. 1.6. Напряжённость электрического поля достигает максимального значения у края плоскости – при  $x \rightarrow 0 |E| \rightarrow \infty$ , что объясняется увеличением концентрации зарядов в местах с повышенной кривизной поверхности. Напряжённость электрического поля на внешней поверхности плоскости ( $y > h + 0 |E|$ ) уменьшается при удалении от края плоскости, стремясь к нулю, а на внутренней поверхности плоскости ( $y = h - 0 |E|$ ) она стремится к напряжённости в плоском конденсаторе  $E_0 = U/h$ . Вблизи экрана  $|E|$  изменяется от 0 (на большом расстоянии от плоскости) до  $E_0$ .

Потери энергии в МПЛ характеризуются коэффициентом затухания электромагнитной волны. Коэффициент затухания обратно пропорционален расстоянию, которое должна пройти волна вдоль регулярной линии, чтобы её амплитуда уменьшилась в  $e$  раз, что соответствует Неперу (1 Непе = 8,686 дБ). Коэффициент затухания в МПЛ (дБ/м) для случая относительно небольших потерь:

$$\alpha = \alpha_d + \alpha_m, \quad (1.36)$$

где  $\alpha_d$  – затухание в диэлектрике;  $\alpha_m$  – затухание в полоске проводника.

Затухание, обусловленное потерями в диэлектрике, может быть определено из выражения:

$$\alpha_d = 91 \sqrt{\epsilon_{эф}} f(\text{tg } \delta)_{эф}, \quad (1.37)$$

где

$$(\text{tg } \delta)_{эф} = \text{tg } \delta \left[ 1 - \frac{A-1}{\epsilon_{эф}(A+1)} \right]^{-1};$$

$$A = \sqrt{1 + 10 \frac{h}{W}};$$

$$\epsilon_{эф} = \frac{(\epsilon + 1)/2 + (\epsilon - 1)}{[2\sqrt{(1 + 10h/w)}]}.$$

Затухание в децибелах, обусловленное потерями в полоске проводника, может быть определено с помощью следующих приближённых формул:

$$\alpha_m h \approx 0,0114 rs \left[ p + \frac{h}{\pi W'} \left( \ln \left( \frac{4\pi W}{t} + \frac{t}{W} \right) \right) \right], \text{ при } W' = W + 2t; \quad (1.38)$$

$$\frac{W}{h} \leq 0,16;$$

$$\alpha_m h \approx 0,0114 rs l_1 \text{ при } 0,16 < \frac{W}{h} \leq 2;$$

$$\alpha_m h \approx 0,0716 r l_1 \left( \frac{W'}{h} + \frac{W'}{\pi h d} \right) \left[ \frac{W'}{h} + 2 \frac{\ln(17,08 d)}{\pi} \right]^{-1} \quad \text{при} \quad \frac{W}{h} > 2, \quad (1.39)$$

где

$$r = \frac{\sqrt{g f}}{Z_B}; \quad s = 1 - \left( \frac{W'}{4h} \right)^2; \quad p = 1 + \frac{h}{W'};$$

$$d = \frac{W'}{2h} + 0,94; \quad l_1 = p + \frac{h}{\pi W'} \left( \ln \left( \frac{2h}{t} - \frac{t}{h} \right) \right);$$

$g = \rho_{Me} + \rho_{Cu}$  – отношение удельного сопротивления материала проводника к удельному сопротивлению меди;

$$\frac{W'}{h} = \frac{W}{h} + \frac{t}{\pi h} \left[ 1 + \ln \left( \frac{4\pi W}{h} \right) \right] \quad \text{при} \quad \frac{W}{h} \leq 0,16; \quad (1.40)$$

$$\frac{W'}{h} = \frac{W}{h} + \frac{t}{\pi h} \left[ 1 + \ln \left( \frac{2h}{t} \right) \right] \quad \text{при} \quad \frac{W}{h} > 0,16. \quad (1.41)$$

2.1. ЭЛЕМЕНТЫ И УСТРОЙСТВА ВОЛНОВОДНЫХ ТРАКТОВ

**Соединения волноводов.** Различают три основных вида соединения волноводов: неразъёмные, разъёмные для редкой и частой разборки. Соединения характеризуются следующими основными электрическими параметрами: коэффициентом стоячей волны КСВН, коэффициентом электрогерметичности, дБ,  $N_{чр} = 10 \lg (P_0 / P_{изл})$  и коэффициентом вносимых потерь  $\alpha = 10 \lg (P_{пот} / P_0)$  ( $P_0$  – мощность в месте соединения;  $P_{изл}$  – мощность паразитного излучения через соединение;  $P_{пот}$  – активные потери из-за несовершенства конструкции и ошибок монтажа).

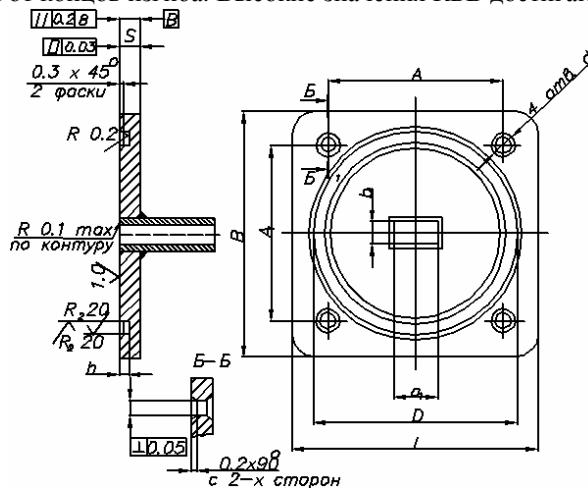
Неразъёмные соединения прямоугольных волноводов с волной  $H_{10}$  при прецизионной сборке обладают КСВН  $< 1,005$ ,  $\alpha < 0,05$  дБ и  $N_{чр} > 120$  дБ, жёсткие допуски (среднеквадратичные значения радиального сдвига осей  $< 0,04$  мм и излома осей  $< 2,3$  угл. мин) при сочленении секций круглых волноводов с волной  $H_{01}$  обеспечиваются точными муфтами, которые запрессовываются на концы волноводов и привариваются к специальным кольцам.

Разъёмные соединения прямоугольных волноводов осуществляются при помощи фланцев двух основных типов: контактных и дроссельных.

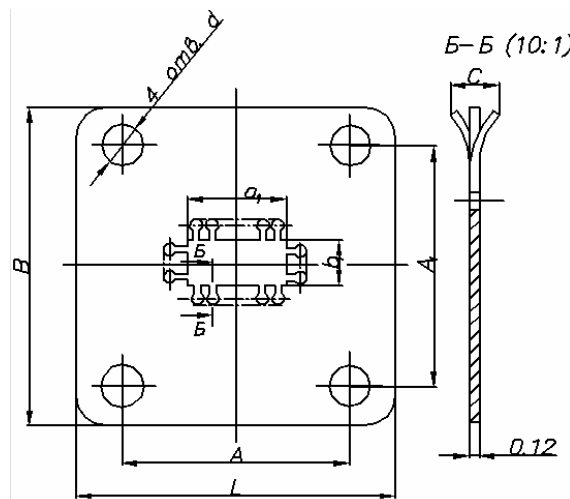
**Контактные соединения** просты по конструкции, широкополосны, требуют высокой точности изготовления, обладают низкой надёжностью при многократных переборках тракта; электрогерметичность и вносимые потери сильно зависят от размера зазора между фланцами. Повышение электрогерметичности достигается использованием тонких контактных прокладок из бериллиевой бронзы БрБ2Т. Конструктивные размеры контактных прокладок и контактных фланцев даны на рис. 2.1. Для герметизации соединений используются прокладки из резины ИРП-1267 или резиновой смеси ИРП-1354.

**Изгибы и скрутки волноводов.** Используются в качестве вспомогательных соединительных элементов при монтаже тракта. Изгибы прямоугольных волноводов выполняются по широкой (Е-изгиб) и узкой (Н-изгиб) стенкам и делятся на плавные или радиусные (рис. 2.2) и уголкового с одним поворотом и многоступенчатые. При резком изгибе тракта возникают отражения, для уменьшения которых изгиб выполняется на участках длиной в несколько длин волн в волноводе.

Плавные изгибы обладают минимальными отражениями при длине  $L \cong 0,5n\lambda_B$  ( $n = 1, 3, 5, \dots$ ), что обусловлено взаимной компенсацией отражённых волн от концов изгиба. Высокие значения КБВ достигаются



а)



б)

Рис. 2.1. Конструкция и размеры типовых контактных фланцевых соединений (а) и соответствующих им контактных прокладок (б)

при величине внутреннего радиуса изгиба  $R > \lambda_v$ . Основные размеры и параметры плавных изгибов стандартных прямоугольных волноводов в плоскостях  $E$  и  $H$  приведены в табл. 2.2. Примеры конструкций даны на рис. 2.3.

2.1. Рекомендуемые посадки для установочных элементов фланцевых соединений прямоугольных волноводов для конструкций серийного производства

Виды соединений	Посадки
Штифтовые (для двух установочных штифтов)	H9/I8
Винтовые: для 2-, 4-установочных винтов для многорядного соединения	H9/b11 H13/b12 или H13/b11
Болтовые: для установочных болтов для 2-, 4-установочных болтов для многорядного соединения	H9/b11 H9/b11 H13/b12 или H13/b11

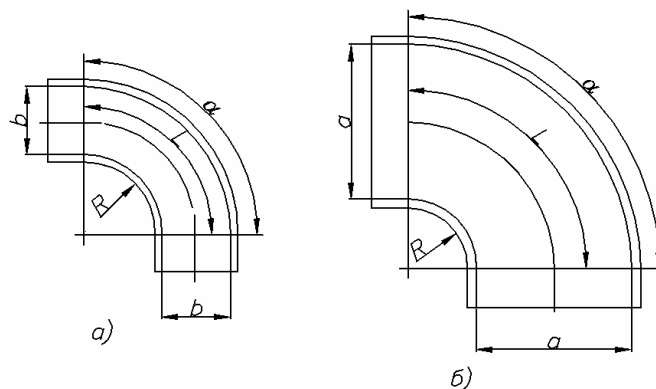


Рис. 2.2. Изгибы волноводов

2.2. ПАРАМЕТРЫ РАДИУСНЫХ ИЗГИБОВ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ В ПЛОСКОСТЯХ  $E$  И  $H$

НОМИНАЛЬНЫЕ РАЗМЕРЫ ВОЛНОВОДА, ММ	НОМИНАЛЬНЫЙ РАДИУС ИЗГИБА И ДОПУСТИМЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ, ММ		НОМИНАЛЬНЫЙ (А, Б) УГОЛ ИЗГИБА И ДОПУСТИМЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ, ГРАД	КСВН В ПЛОСКОСТИ ИЗГИБА, НЕ БОЛЕЕ			
	$E$	$H$		$E$	$H$		
7,2 × 3,4	5 ± 0,3	5 ± 0,3	А ± 1 Б ± 0,5	1,07	1,1		
	7 ± 0,3	8 ± 0,3		1,05	1,05		
	12 ± 0,5	12 ± 0,5					
НОМИНАЛЬНЫЕ РАЗМЕРЫ ВОЛНОВОДА, ММ	НОМИНАЛЬНЫЙ РАДИУС ИЗГИБА И ДОПУСТИМЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ, ММ		НОМИНАЛЬНЫЙ (А, Б) УГОЛ ИЗГИБА И ДОПУСТИМЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ, ГРАД	КСВН В ПЛОСКОСТИ ИЗГИБА, НЕ БОЛЕЕ			
	$E$	$H$		$E$	$H$		
	11 × 5,5	5 ± 0,3		–	А ± 1 Б ± 0,5	1,1	1,1
		7 ± 0,3		7 ± 0,3		1,07	–
11 ± 0,5		12 ± 0,5	1,05	1,05			
20 ± 0,5		20 ± 0,5					
23 × 10	9 ± 0,3	–	А ± 1 Б ± 0,5	1,1	1,1		
	15 ± 0,3	15 ± 0,3		1,07	–		
	23 ± 0,5	25 ± 0,5		1,05	1,05		
	40 ± 0,5	40 ± 0,5		–	–		

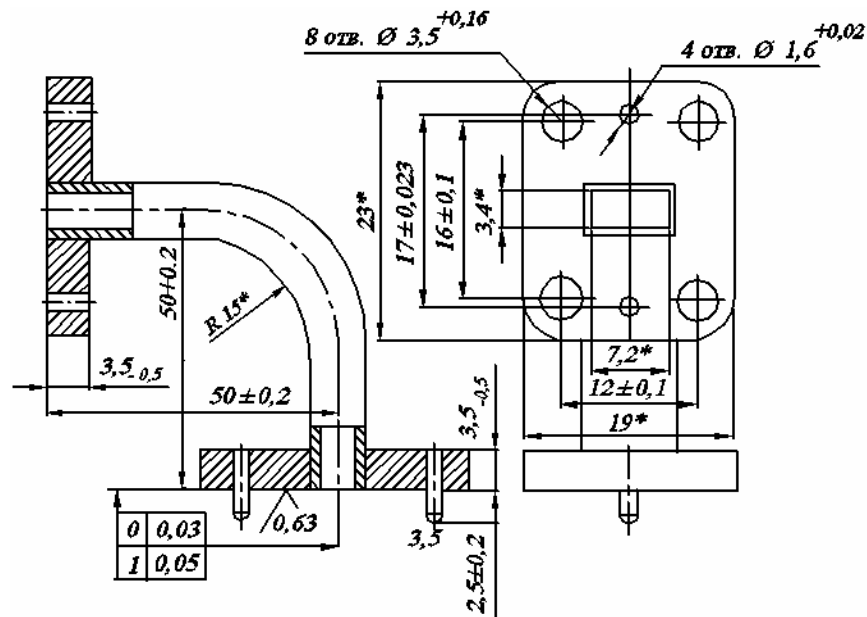
П Р И М Е Ч А Н И Е . А СООТВЕТСТВУЕТ ЗНАЧЕНИЯМ УГЛА ИЗГИБА 15, 30, 45, 60, 75, 90°, Б – ЗНАЧЕНИЯМ 15, 30, 60, 75, 90, 105, 120, 135, 150, 165, 180°. ДОПУСТИМЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ СЕЧЕНИЯ В ЗОНЕ ИЗГИБА +0,3...–0,2 ММ.

Отражения от изгибов в сильной степени зависят от тщательности изготовления и деформации стенок волновода при изгибе; по всей длине изгиба необходимо обеспечить постоянство внутренней полости волновода и высокую чистоту токонесущих поверхностей; в многократно изогнутых волноводах малого сечения рекомендуется серебрить соединительные поверхности фланцев, внутренние поверхности покрывать лаком УР-231 или ВЛ-831.

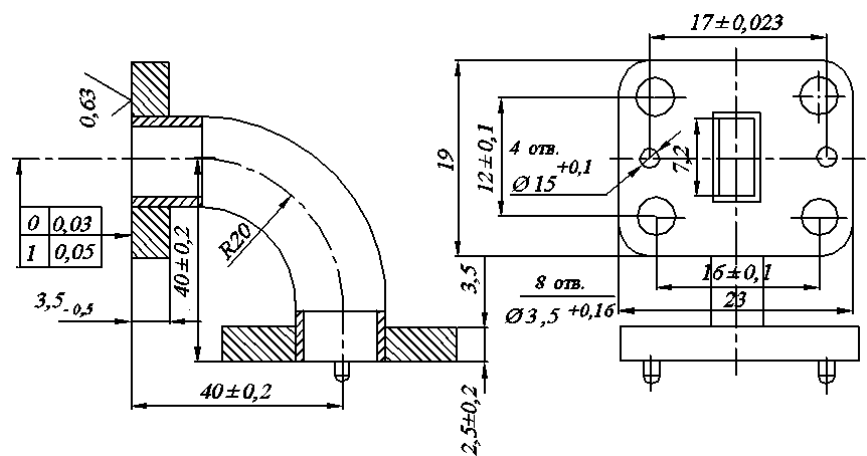
Скрученные секции предназначены для поворота плоскости поляризации волны в волноводе. Плавно скрученная секция прямоугольного волновода с волной  $H_{10}$  показана на рис. 2.4.

Длина  $L$  скрученного отрезка волновода выбирается равной  $L > 2\lambda_g(1 + 0,25n)$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ). Для поворота плоскости поляризации  $H_{11}$  в круглом волноводе используется скрученная металлическая пластина.

**Разветвления волноводов.** Предназначены для деления СВЧ мощности между несколькими каналами и для подключения нескольких источников к общей нагрузке. Различают следующие типы разветвителей на прямоугольном волноводе (рис. 2.5).



А)



Б)

РИС. 2.3. КОНСТРУКЦИИ ПЛАВНО ИЗОГНУТЫХ СЕКЦИЙ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ СЕЧЕНИЕМ  $7,2 \times 3,4$  ММ В ПЛОСКОСТЯХ  $E$  (А) И  $H$  (Б)

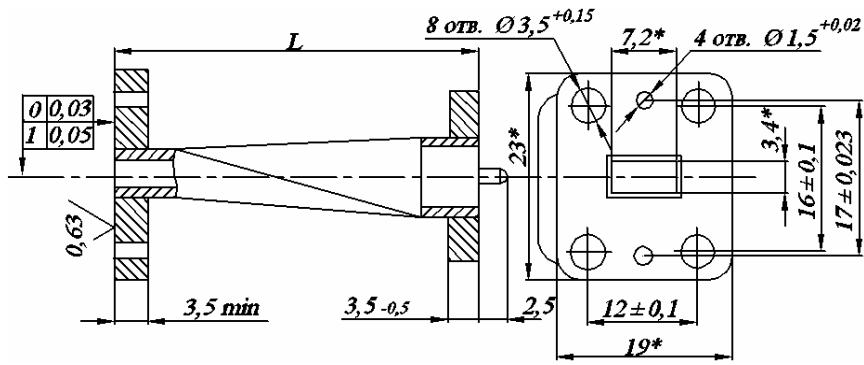


РИС. 2.4. КОНСТРУКЦИЯ СКРУЧЕННОЙ СЕКЦИИ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

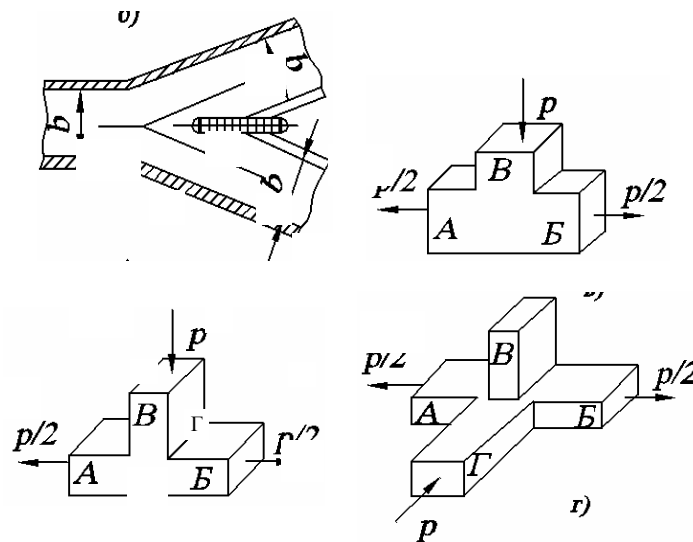


РИС. 2.5. ВОЛНОВОДНЫЕ РАЗВЕТВЛЕНИЯ:

А – У-ОБРАЗНЫЙ ПО УЗКОЙ СТЕНКЕ; Б – Е-ТРОЙНИК; В – Н-ТРОЙНИК;  
Г – ДВОЙНОЙ Т-ОБРАЗНЫЙ МОСТ

В простейшем У-образном разветвителе используется металлическая пластина, перпендикулярная вектору  $\vec{E}$  волны  $H_{10}$  (рис. 2.5, а). В Е-тройнике плоскость разветвления совпадает с плоскостью электрических силовых линий волны  $H_{10}$ , при подаче энергии на плечо В она делится в противофазе между плечами А и В (рис. 2.5, б). В Н-тройнике плоскость разветвления совпадает с плоскостью магнитных силовых линий волны  $H_{10}$ , энергия делится синфазно между плечами А и Б (рис. 2.5, в). Примеры конструкций Е- и Н-тройников приведены ниже.

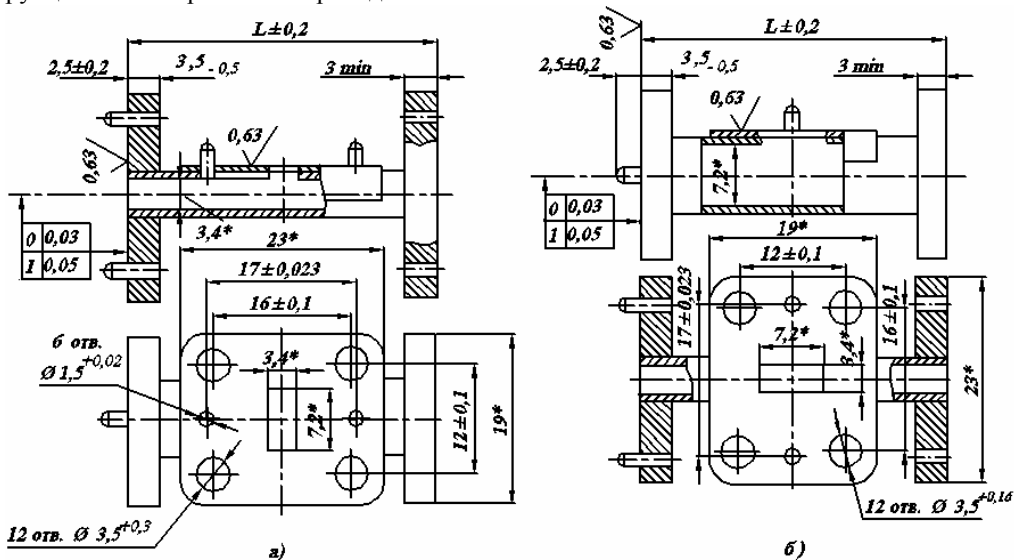


РИС. 2.6. КОНСТРУКЦИЯ ВОЛНОВОДНЫХ Е- (А) И Н-ТРОЙНИКОВ (Б)

Двойной Т-образный мост (рис. 2.5, д) состоит из совмещенных Е- (плечи А, Б, В) и Н- (плечи А, В, Г) тройников (рис. 2.6). Мощность, поступающая в волновод Б, делится поровну между волноводами А и В и не попадает в волновод Г; аналогично, мощность из плеча Г делится пополам между волноводами А и В и не попадает в плечо Б. Плечи Г и Б оказываются развязанными (величина развязки > 40 дБ), что позволяет, например, к плечу Г подключить приёмную антенну, к плечу Б –

гетеродин, к плечам А и В – детекторы. Для согласования плеч двойного Т-образного моста применяются индуктивный штырь в плече Б и ёмкостной – в плече Г.

## 2.2. Переходы и преобразователи типов волн

Переходы предназначены для соединения двух волноводов различных поперечных сечений с целью согласования их волновых сопротивлений. При заданных перепаде волновых сопротивлений, рабочем диапазоне частот и допуске на рассогласование длина перехода должна быть минимально возможной. Переходы делятся на плавные и ступенчатые; при одинаковых допусках на рассогласование и одинаковом перепаде волновых сопротивлений длина ступенчатого перехода всегда меньше длины плавного; электрическая прочность плавного перехода выше, чем ступенчатого.

Плавный линейный переход между прямоугольными волноводами различных сечений (рис. 2.7) имеет простую конструкцию, высокую электрическую прочность, но значительную длину. Для получения минимальных отражений длина плавного перехода выбирается равной  $L \cong 0,5n\lambda_B$

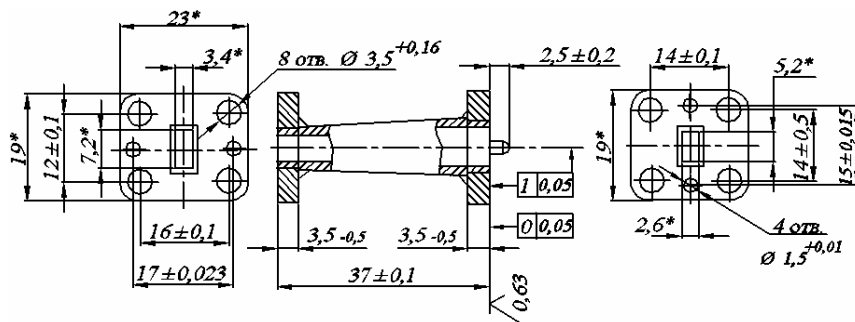


РИС. 2.7. КОНСТРУКЦИЯ ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ВОЛНОВОДАМИ РАЗЛИЧНЫХ СЕЧЕНИЙ

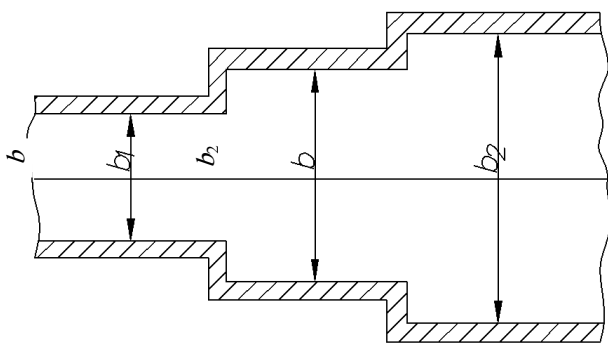
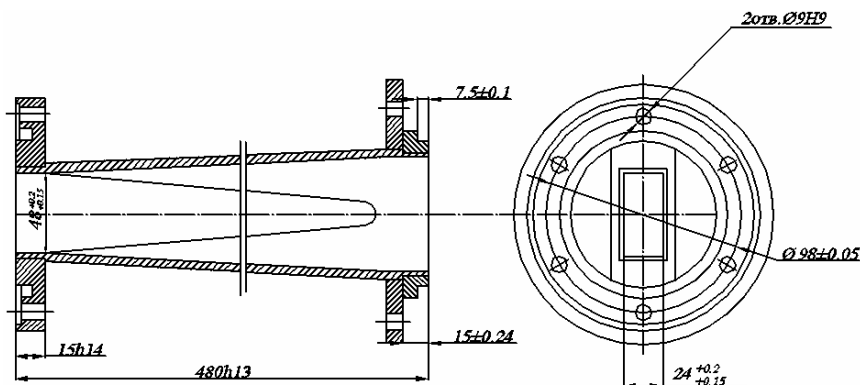


РИС. 2.8. СТУПЕНЧАТЫЙ ПЕРЕХОД МЕЖДУ ПРЯМОУГОЛЬНЫМИ ВОЛНОВОДАМИ

( $\lambda_B$  – длина волны в волноводе с учетом изменения размеров поперечного сечения;  $n > 5$  – целое положительное число); при одинаковых размерах узких стенок соединяемых волноводов ( $b_1 = b_2$ ) и небольшом различии широких стенок  $a_1$  и  $a_2$  длина  $L = 0,16(\lambda_{B1} + \lambda_{B2}) + 0,67\lambda_B$  ( $\lambda_{B\text{cp}}$  – длина волны в волноводе шириной  $a_{\text{cp}} = 0,5(a_1 + a_2)$ ). Для простейшего ступенчатого четвертьволнового перехода (рис. 2.8) величина  $b = (b_1 b_2)^{0,5}$ .

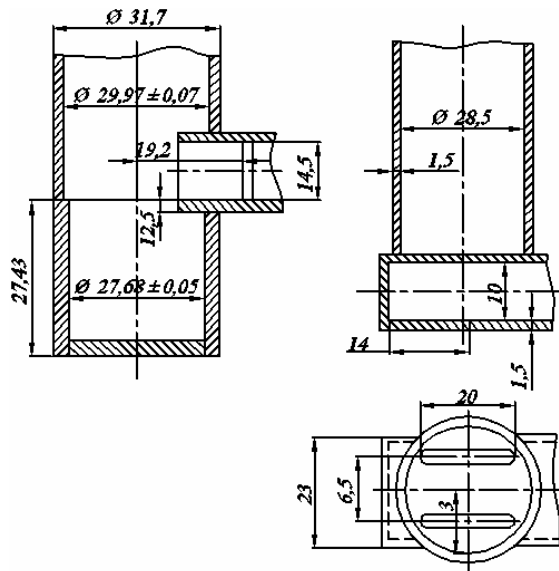
Для преобразования волны  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе в волну  $H_{11}$  в круглом волноводе используются плавные и ступенчатые переходы. Длину плавного перехода следует выбирать не менее  $(2...3)\lambda_B$ , диаметр круглого волновода – больше диагонали сечения прямоугольного волновода. Пример конструкции плавного перехода дан на рис. 2.9. Ширина полосы частот определяется числом ступенек и их размерами.

Примеры конструкций переходов от прямоугольного волновода с волной  $H_{10}$  к круглому волноводу с волной  $E_{01}$  показаны на рис. 2.10.



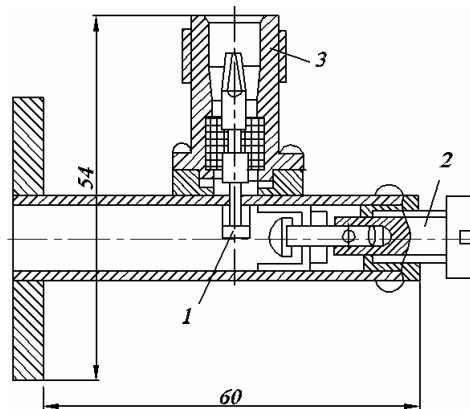


**РИС. 2.9. КОНСТРУКЦИЯ ПЛАВНОГО ПЕРЕХОДА С ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА СЕЧЕНИЕМ 48 × 24 ММ НА КРУГЛЫЙ**

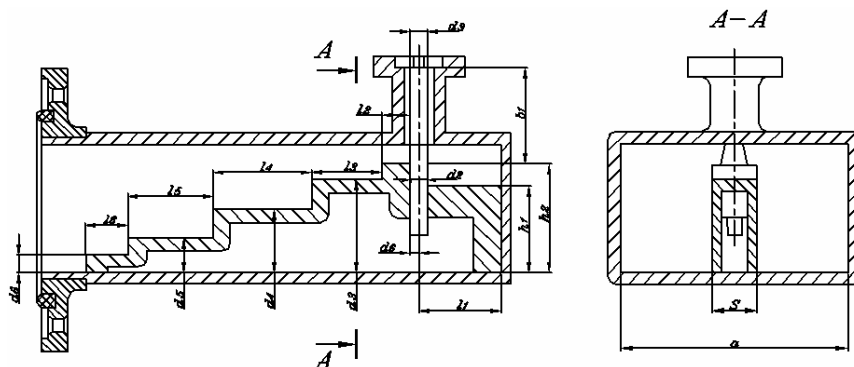


**РИС. 2.10. ПЕРЕХОДЫ ОТ ПРЯМОУГОЛЬНОГО С ВОЛНОЙ  $H_{10}$  К КРУГЛОМУ ВОЛНОВОДУ С ВОЛНОЙ  $E_{01}$**

Для перехода от коаксиальной линии с Т-волной к прямоугольному волноводу с волной  $H_{10}$  используются переходы следующих основных типов: зондовые, с поперечным стержнем, пуговичные и многоступенчатые. Зондовые переходы (рис. 2.11) обладают КСВН < 1,1 в полосе частот  $\pm 6\% \nu_{cp}$ , с низким значением мощности  $P_{max}$ . Переходы с поперечным



**Рис. 2.11. Коаксиально-волноводный переход зондового типа:**  
1 – возбуждающий штырь; 2 – короткозамыкатель; 3 – коаксиальный волновод



**Рис. 2.12. Конструкция и размеры (мм) многоступенчатых коаксиально-волноводных переходов**

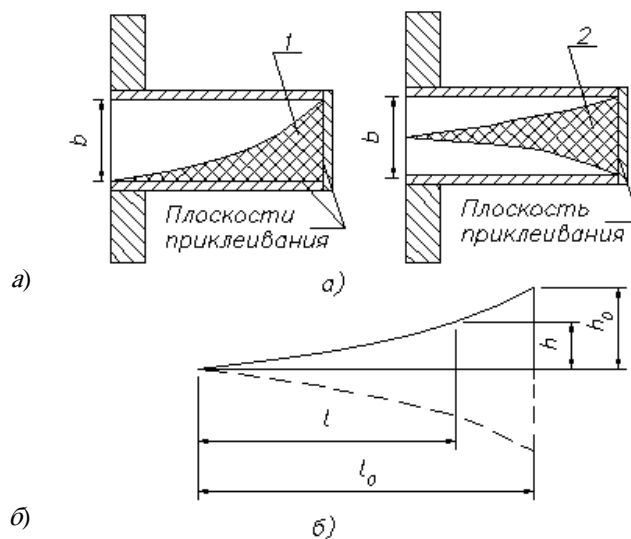
стержнем имеют достаточную точность и жёсткость установки внутреннего проводника, величина  $P_{max}$  в два раза выше чем у зондового перехода. Многоступенчатые коаксиально-волноводные переходы обладают наибольшей полосой пропускания;

конструкция перехода с чебышевским законом изменения ступенек при КСВН < 1,3 в полосе соответствующих волноводов показана на рис. 2.12. Переходы такого типа требуют некоторого экспериментального подбора размеров диаметра  $d_2$  и высоты  $h_2$ .

### 2.3. ВОЛНОВОДНЫЕ СОГЛАСОВАННЫЕ ПОГЛОЩАЮЩИЕ НАГРУЗКИ

Предназначены для поглощения СВЧ энергии и обеспечивают при минимальном уровне КСВН в заданном диапазоне частот рассеяние определённого уровня мощности – от низкого (до 10 кВт) или высокого. Конструктивно выполняются в виде короткозамкнутого на одном конце отрезка волновода с расположенным внутри поглощающим элементом. Различают согласованные нагрузки с поверхностным и объёмным поглощающими сопротивлениями из специального поглощающего материала, называемого ферроэпоксидом. Эти нагрузки отличаются малыми габаритами, простотой конструкции и изготовления, низким значением КСВ и широкополосностью (рис. 2.13).

Основными компонентами ферроэпоксида являются карбонильное железо и эпоксидная смола, используемые в весовом соотношении 5 : 1. Он механически обрабатывается подобно пластмассам, а также может отливаться в формы сложной конфигурации. Интервал рабочих температур от –60 до +150 °С. Малая длина поглощающего клина при низком КСВ достигается благодаря использованию экспоненциального профиля клина в  $E$ -плоскости. Экспериментальные исследования показали,



**Рис. 2.13. Волноводные поглощающие клинья (см и мм) волн из ферроэпоксида:**

*a* – расположение одно- и двухэкспоненциального клина в волноводе (разрезе в плоскости  $E$ ); *б* – размеры клина, используемые при расчёте экспоненциального профиля

что сантиметровых волнах при использовании стандартных сечений волноводов для получения  $\rho < 1,1$  необходимо применять клинья с двухэкспоненциальным профилем, а в волноводах пониженной высоты, у которых размер  $b$  меньше стандартного в два и более раз, а также в волноводах миллиметрового диапазона можно ограничиться одноэкспоненциальным профилем, что технологически проще. Следует учитывать, что ферроэпоксид довольно хрупок.

Расчёт экспоненциального профиля клина  $h(l)$  при заданной его длине  $l_0$  (рис. 2.13, б) производится по формуле экспоненты  $h = n(e^{\gamma l} - 1)$ , где  $n$  – коэффициент, а  $\gamma$  определяется заданными значениями  $l_0$  и  $h_0$ :

$$\gamma = \frac{1}{l_0} \ln \left( \frac{h_0}{n} + 1 \right).$$

Для одноэкспоненциального клина  $h_0 = b$ , для двухэкспоненциального  $h_0 = b/2$ . Коэффициент  $n$ , имеющий размерность длины, определяет величину «прогиба» экспоненты. Графический анализ влияния его величины на форму экспоненциального профиля, измерение КСВ двух клиньев одинаковых размеров, отличающихся значениями  $n$  (0,5 и 1), и соображения технологичности изготовления привели к выводу о целесообразности выбора  $n = 1$ . Это значение  $n$  используется на практике во всех случаях. При креплении поглощающего клина в волноводе (приклеиванием эпоксидной смолой или другим способом) необходимо следить за тем, чтобы острие одноэкспоненциального клина плотно прилегало к широкой стенке волновода, а линия острия двухэкспоненциального клина проходила через середины узких стенок волновода. При этих условиях получаются минимальные КСВ.

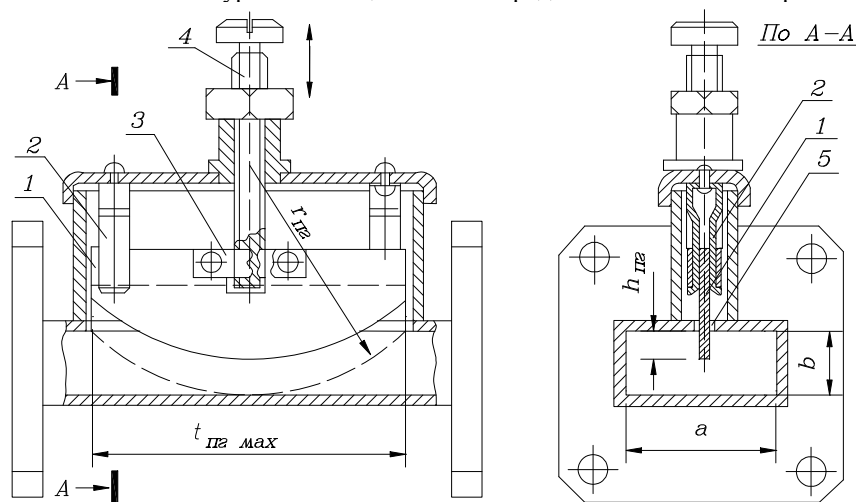
### 2.4. АТТЕНЮАТОРЫ

К ослабителям мощности относятся **аттенюаторы** с переменным (регулируемым) и постоянным затуханием и **ответители**.

**Переменные аттенюаторы** являются весьма распространёнными и почти неотъемлемыми элементами СВЧУ. Их применяют для регулировки мощности гетеродина на входах смесителей, уровня сигнала в смесителе АПЧ. Все аттенюаторы, применяемые для этих целей, являются поглощающими (диссипативными) и имеют согласованные вход и выход. Из всего разнообразия аттенюаторов подобного типа наиболее компактные и малогабаритные СВЧУ удается создать при использова-

нии аттенуаторов так называемого **ножевого** типа (рис. 2.14) из нихрома, могут работать в коротковолновых диапазонах при  $P_{\text{пт}}$  до 10 Вт.

Необходимо отметить, что конструкция аттенуатора ножевого типа, изображенная на рис. 2.14, является простейшей и используется в цепях, где нет значительных уровней мощности и не предъявляется жестких требований к стабильности  $L_{\text{ат}}$ .



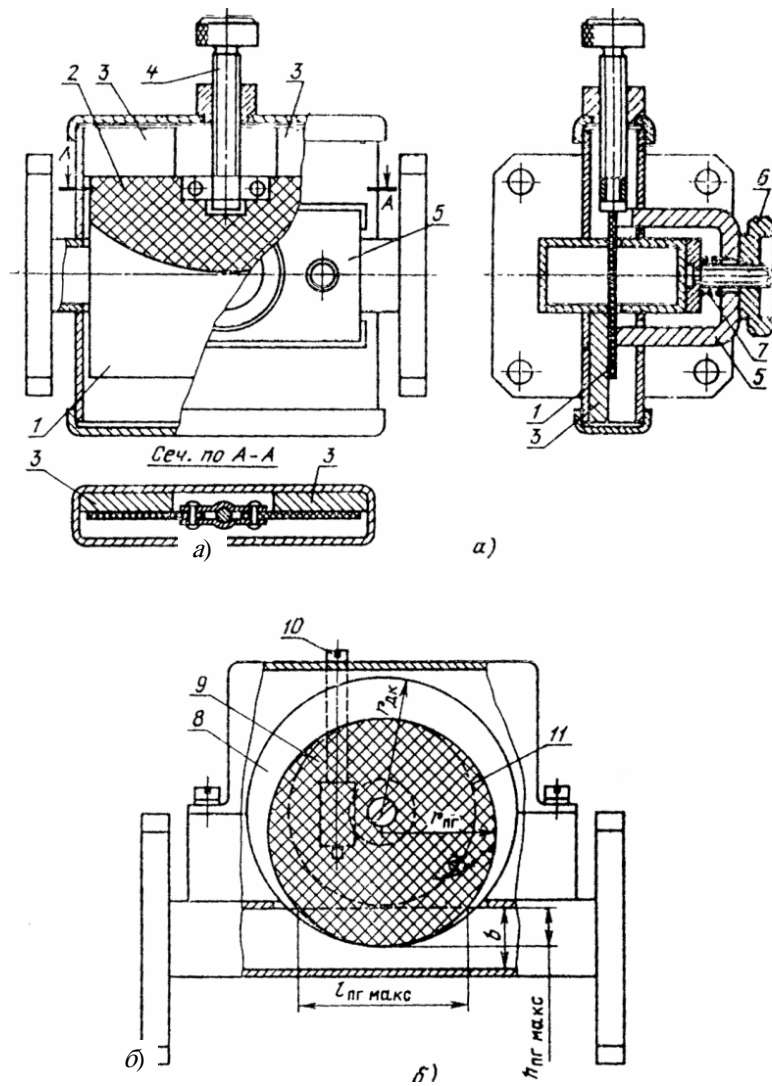
**Рис. 2.14. Типичная конструкция переменного аттенуатора ножевого типа:**

- 1 – поглощающая пластина; 2 – направляющая пружина;  
3 – скобы для крепления пластины к регулировочному винту;  
4, 5 – щель в волноводе

Разновидностью аттенуаторов ножевого типа являются **переменные аттенуаторы с постоянным фазовым сдвигом** (рис. 2.15). Такие аттенуаторы используются в СВЧУ, где при регулировке затухания необходимо сохранять вносимый фазовый сдвиг неизменным.

Основным элементом таких аттенуаторов является тонкая поглощающая пластина, вводимая в волновод параллельно вектору электрического поля через указанную продольную щель в середине широкой стенки. Такая щель, как известно, почти не излучает и представляет собой малую неоднородность в волноводе, так как она не пересекает линий СВЧ тока, а направлена вдоль них. Изменяя глубину погружения  $h_{\text{пт}}$  пластины в волновод, меняют величину СВЧ мощности, поглощаемой пластиной и рассеиваемой в ней тепла. Тем самым регулируют затухание аттенуатора, равное отношению мощностей на его входе и выходе  $L_{\text{ат}} = 10 \lg P_{\text{вх}} / P_{\text{вых}}$  [дБ]. Другой характеристикой аттенуатора является КСВ ( $\rho_{\text{ат}}$ ), обусловленный отражениями падающей волны от погруженной части пластины.

Затухание аттенуатора при полном погружении пластины зависит от её длины  $L_{\text{пт макс}}$  и поверхности электрического сопротивления её поглощающего слоя ( $R_{\text{в}}$ ). Последнее измеряют в Омах на квадрат и равно сопротивлению поглощающего слоя, имеющего форму квадрата с произвольным размером его стороны (величина  $R_{\text{пов}}$  не зависит от размера квадрата). Используемые на практике пластины с поглощающим покрытием имеют обычно  $R_{\text{пов}}$  в пределах 100...400 Ом/квадрат. Как показано теоретически и экспериментально, зависимость  $L_{\text{ат}}$  ( $R_{\text{пов}}$ ) носит резонансный характер и имеет максимум при некотором оптимальном значении  $R_{\text{пов опт}}$ , величина которого, в свою очередь, зависит от материала поглощаемого слоя и изменяется при его замене. Поэтому для создания аттенуатора с заданным затуханием  $L_{\text{ат}}$  при минимальной длине пластины необходимо экспериментально определить величину  $R_{\text{пов}}$ .



**Рис. 2.15. Переменные аттенюаторы с постоянным фазовым сдвигом:**

*а* – виброустойчивая конструкция; *б* – дисковая конструкция;

1 – диэлектрическая пластина; 2 – поглощающее покрытие; 3 – опорные вкладыши; 4 – винт регулировки затухания; 5 – прижимная скоба для прижима пластины

к опорным вкладышам; 6 – гайка для контроля пластины; 7 – пружина;

8 – диск из диэлектрика; 9 – поглощающее покрытие; 10 – ось червячной передачи для вращения диска (регулирования затухания); 11 – граничная окружность, разделяющая рабочую и нерабочую части поглощающего слоя

3.1. ДЕЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ

К многополюсным схемам СВЧ относятся устройства, у которых более двух входов. Простейшими из них являются шестиполюсники – устройства с тремя входами, представляющие собой разветвление одной линии на две и применяющиеся для деления мощности.

На рис. 3.1 изображено коаксиальное разветвление – коаксиальный тройник. На рис. 3.2 представлен волноводный тройник в плоскости *H*. Продольный ток, текущий по волноводу 1, разветвляется на два и переходит в плечи 2 и 3. Следовательно, все волноводы включены здесь параллельно. При подключении генератора к плечу 3 поля в плечах 1 и 2 будут одинаковы по амплитуде и фазе.

На рис. 3.3 изображен волноводный тройник в плоскости *E*. В этом соединении волновод 3 включен в волновод 1 – 2 последовательно, так как продольный ток волновода 1 – 2 обтекает волновод 3. Мощность из плеча 3 делится на равные части в плечах 1 и 2, причём поля в них противофазны.

Все линейные пассивные шестиполюсные устройства без активных потерь обладают одним общим свойством, а именно: они не могут быть согласованы одновременно со всех трёх плеч. Это свойство можно доказать в общем виде исходя из унитарности матрицы рассеяния реактивной шестиполюсной схемы. Доказательство проведем методом «от противного». Пусть схему удалось согласовать со всех входов. Тогда матрица рассеяния будет иметь вид

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & 0 & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & 0 \end{bmatrix}.$$

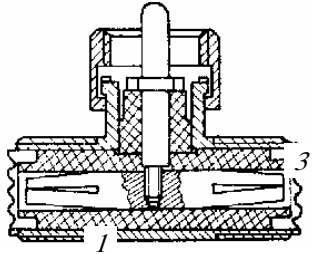


Рис. 3.1. Коаксиальный тройник

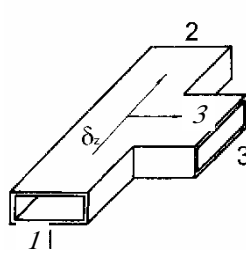


Рис. 3.2. Разветвление волноводов в плоскости *H*

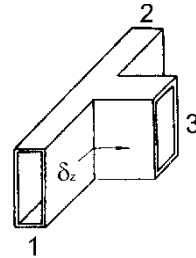


Рис. 3.3. Разветвление волноводов в плоскости *E*

Применив свойство унитарности матрицы  $[S]$ , получим:

$$S_{12}^2 + S_{13}^2 = 1; \quad S_{12}^* S_{13} = 0; \quad S_{21}^* S_{31} = 0;$$

$$S_{21}^2 + S_{23}^2 = 1; \quad S_{21}^* S_{23} = 0; \quad S_{12}^* S_{31} = 0;$$

$$S_{31}^2 + S_{32}^2 = 1; \quad S_{31}^* S_{32} = 0; \quad S_{13}^* S_{32} = 0.$$

В последних равенствах положим  $S_{12} = 0$ . Это немедленно приводит к следующим значениям элементов матрицы рассеяния:

$$\begin{matrix} S_{12} = 0; & S_{13} = 1; \\ S_{23} = 0; & S_{21} = 1; \\ S_{31} = 0; & S_{32} = 1; \end{matrix} \quad [S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Получившаяся матрица  $S$  является матрицей рассеяния трёхплечего циркулятора. Таким образом, условие согласования со всех входов привело к направленной передаче электромагнитных волн. Следовательно, наше допущение об одновременном согласовании всех плеч неверно.

Определим матрицу рассеяния симметричного разветвления любой линии передачи. В этом разветвлении все входы совершенно равноправны и условия связи любых двух плеч одинаковы в силу симметрии схемы, что приводит к следующим равенствам элементов матрицы:  $S_{11} = S_{22} = S_{33}$ ;  $S_{12} = S_{21} = S_{13} = S_{31} = S_{23} = S_{32}$ . Матрица  $S$  теперь имеет только два различных элемента:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} \end{bmatrix}. \quad (3.1)$$

Если пренебречь высшими типами волн, возникающими в тройнике, то его можно представить как параллельное соединение трёх одинаковых линий. Коэффициент отражения от любого плеча будет равен  $S_{11} = \frac{-1}{3}$ . Далее, используя унитарность матрицы  $[S]$ , можно найти элемент  $S_{12}$ ;  $S_{11}^2 + 2S_{12}^2 = 1$ ;  $S_{12} = \frac{2}{3}$ .

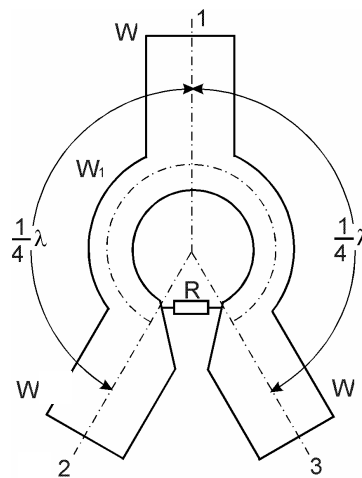
Матрица  $S$  будет

$$[S] = \begin{bmatrix} -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} \\ \frac{2}{3} & \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} \end{bmatrix}.$$

В последнем выражении не учтена электрическая длина каждого входа. Полученная матрица  $S$  показывает, что при подключении генератора к любому плечу  $\frac{1}{9}$  подводимой мощности отражается и по  $\frac{4}{9}$  поступает в два других плеча, если они нагружены на согласованные нагрузки.

Можно изготовить делитель мощности, согласованный с одного плеча, что широко применяется на практике. Для этого необходимо, чтобы волновые сопротивления выходных плеч узла были в 2 раза больше волнового сопротивления входного плеча (параллельное соединение линий). Однако при переключении генератора к другому плечу система будет рассогласована.

Общим недостатком рассмотренных делителей мощности является сильная связь между выходными плечами. Действительно, если в выходном плече появится отражённая волна, то она обязательно попадает в два другие плеча, что видно, например, из формулы для матрицы рассеяния. Подобные тройники получили название ненаправленных делителей мощности. От этого недостатка свободно разветвление полосковых линий, в которое специально введено активное сопротивление. Схема разветвления приведена на рис. 3.4. На рисунке изображена только полоска симметричной или несимметричной линий. Генератор подключается к плечу 1, и его мощность делится пополам в плечи 2 и 3. Чтобы вход делителя был согласован, волновое сопротивление кольцевой линии должно быть равно  $W_1 = \sqrt{2}W$ . Действительно, входное сопротивление одного полукольца, нагруженного на сопротивление  $W$ ,  $R_{\text{вх}} = \frac{W_1^2}{W}$ . Оба полукольца включены параллельно, отсюда  $\frac{1}{2} \frac{W_1^2}{W} = W$ .



**Рис. 3.4. Кольцевой делитель с равным делением мощности**

Между выходными плечами 2 и 3 включено активное сопротивление  $R$ . При согласовании выходов плечи 3 и 2 находятся под одинаковыми потенциалами и ток через сопротивление  $R$  не течёт.

Если в одном из плеч, например 2, появится отражённая волна, то она будет распространяться по кольцу и через сопротивление  $R$ . Так как длина кольца равна  $\lambda_{\text{д}}/2$ , то в плечо 3 придут две волны с противоположными фазами. Чтобы поле не распространялось в плечо 3, эти две волны должны иметь одинаковую амплитуду. Подбор амплитуд этих волн осуществляется величиной сопротивления  $R$ . Необходимо, чтобы половина амплитуды отражённой волны поглощалась сопротивлением  $R$ , а половина – входным сопротивлением плеча 1 со стороны кольца. Но входное сопротивление полукольца равно

$R_{\text{вх}} = \frac{W^2}{W} = 2W$ . Следовательно, величина сопротивления должна быть  $R = 2W$ . При этом условии мощность отражённой в

плечах 2 или 3 волны делится пополам, половина уходит в плечо 1, а половина поглощается сопротивлением  $R$ . Выходные плечи 2 и 3 оказываются изолированными друг от друга. Доля просочившейся из плеча 2 в 3 мощности из-за неточности изготовления делителя не превышает  $-20$  дБ в полосе частот  $30 \dots 35$  %.

Зная, как разделяется мощность между каналами, нетрудно написать матрицу рассеяния этого делителя мощности. Плечи 2 – 3 не связаны, следовательно,  $S_{23} = S_{32} = 0$ . Система согласована со всех плеч, что приводит к равенствам  $S_{11} = S_{22} = S_{33} = 0$ . Наконец фаза всех выходных волн отличается от фазы входных на  $\pi/2$  за счет длины полукольца  $\lambda_{\text{д}}/4$ .

Матрица рассеяния будет иметь следующий вид:

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

Отметим, что эта матрица уже не подчиняется условию унитарности, так как в разветвлении есть поглощающее сопротивление. Если возьмём сумму квадратов элементов по второй или третьей строке, то получим не единицу, а  $\frac{1}{2}$ . Недостающая половина мощности поглотилась внутри разветвления в сопротивлении  $R$ . Устройство, изображённое на рис. 3.4, обеспечивает одинаковые мощности в выходных плечах  $P_2 = P_3$ . Путём подбора волновых сопротивлений отдельных участков схемы можно обеспечить деление мощности в заданном отношении.

На рис. 3.5. изображена топология одного из возможных типов микрополоскового направленного делителя с неравным делением мощности в выходных плечах  $k^2 = \frac{P_2}{P_3}$  ( $P_2 > P_3$ ). Неравномерность деления обеспечивается разными значениями волновых сопротивления  $W_2$  и  $W_3$ . Линии с волновыми сопротивлениями  $W_1, W_4, W_5$  являются четвертьволновыми согласующими трансформаторами.

Применив методику, по которой рассчитывалось волновое сопротивление делителя с равным делением мощности, можно определить волновые сопротивления отдельных участков схемы. Отличие будет заключаться в том, что здесь необходимо рассчитывать условия согласования каждого полукольца в отдельности. Окончательные формулы имеют следующий вид:

$$W_1 = \left( \frac{k}{k^2 + 1} \right)^{1/4} W_0; \quad W_2 = k^{3/4} (k^2 + 1)^{1/4} W_0; \quad W_3 = \frac{(k^2 + 1)^{1/4}}{k^{5/4}} W_0; \quad (3.3)$$

$$W_4 = \sqrt{k} W_0; \quad W_5 = \frac{1}{\sqrt{k}} W_0; \quad R = \frac{k^2 + 1}{k} W_0.$$

Длины участков линий с волновыми сопротивлениями  $W_1, W_2, W_3, W_4, W_5$  равны четверти длины волны в линии.

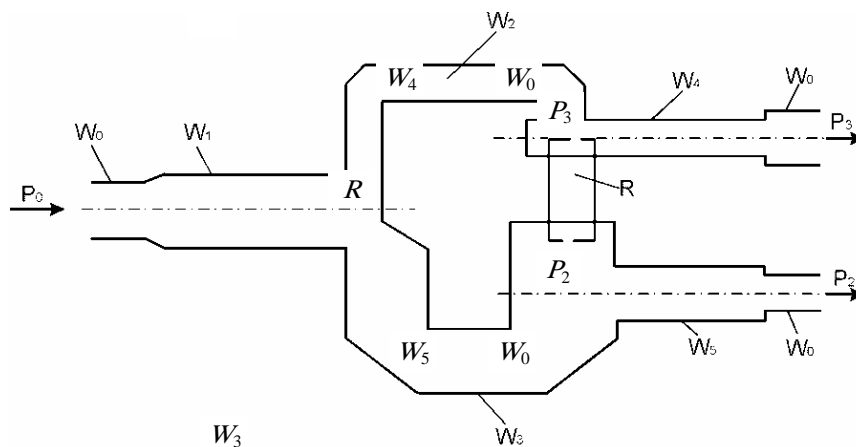


Рис. 3.5. Кольцевой делитель с неравным делением мощности

Описываемый делитель мощности может обеспечить неравномерность деления не более  $k^2 \leq 5$ . При больших значениях  $k^2$  волновое сопротивление доказывается слишком большим, что приводит к малой ширине полоски линии 2, трудно получаемой существующими методами технологии изготовления микрополосковых линий. Так, расчёт по формулам (3.3) при  $W_0 = 50$  Ом,  $k^2 = 5$  приводит к следующим значениям волновых сопротивлений:  $W_1 = 39,6$ ;  $W_2 = 143,5$ ;  $W_3 = 28,7$ ;  $W_4 = 74,5$ ;  $W_5 = 33,6$ ;  $R = 134$  Ом.

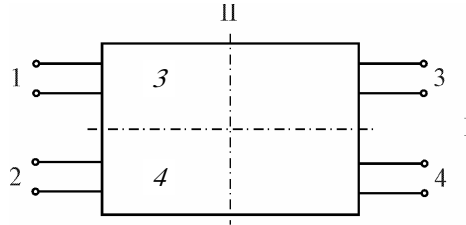
### 3.2. НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ И МОСТОВЫЕ СХЕМЫ

Направленный ответвитель и его частный случай – мостовая схема является взаимным, реактивным восьмиполосным устройством, в котором плечи попарно развязаны. Схема восьмиполосника показана на рис. 3.6. Матрица рассеяния взаимных систем симметрична, т.е.  $S_{12} = S_{21}$ ;  $S_{13} = S_{31}$ ;  $S_{14} = S_{41}$ ;  $S_{23} = S_{32}$ ;  $S_{34} = S_{43}$ .

Большинство ответвителей имеют две плоскости симметрии. Симметрия относительно плоскости I приводит к равенству следующих элементов матрицы:  $S_{13} = S_{24}$ ;  $S_{11} = S_{22}$ ;  $S_{33} = S_{44}$ , а симметрия относительно плоскости II добавляет еще равенства  $S_{12} = S_{34}$ ;  $S_{11} = S_{33}$ ;  $S_{22} = S_{44}$ ;  $S_{14} = S_{23}$ . В результате матрица рассеяния взаимного реактивного восьмиполосника с двумя плоскостями симметрии приобретает вид

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{11} & S_{14} & S_{13} \\ S_{13} & S_{14} & S_{11} & S_{12} \\ S_{14} & S_{13} & S_{12} & S_{11} \end{bmatrix}. \quad (3.4)$$

Взаимный реактивный восьмиполусник обладает следующими свойствами: если он является направленным ответвителем, то согласуется со всех четырёх плеч. Справедливо и обратное: если восьмиполусник согласован со всех плеч, то он является ответвителем. Это свойство восьмиполусной схемы доказывается в общем виде из унитарности его матрицы



**Рис. 3.6. Восьмиполусное устройство**

рассеяния. Докажем вторую часть этого свойства восьмиполусника на примере матрицы (3.4). Положим  $S_{11} = 0$  и применим к (3.4) свойство унитарности в развёрнутом виде:

$$\begin{aligned} \text{а) } S_{12}^2 + S_{13}^2 + S_{14}^2 &= 1; \\ \text{б) } S_{13} S_{14} + S_{14} S_{13} &= 0; \\ \text{в) } S_{12} S_{14} + S_{14} S_{12} &= 0; \\ \text{г) } S_{12} S_{13} + S_{13} S_{12} &= 0. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Найдём из (3.5, в) величину  $S_{12}$  и подставим ее в (3.5, г). В результате получим  $S_{12}(S_{14} S_{13} - S_{13} S_{14}) = 0$ . Выражение  $S_{14} S_{13} - S_{13} S_{14} \neq 0$ , так как это противоречит (3.5, б). Следовательно,  $S_{12} = 0$ , т.е. согласование всех входов ( $S_{11} = 0$ ) привело к тому, что передачи из плеча 1 в 2 и из плеча 3 в 4 нет. Матрица рассеяния устройства становится следующей:

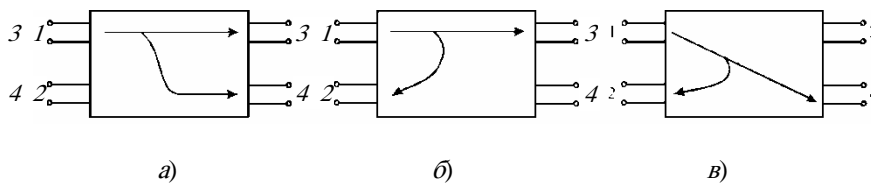
$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & S_{13} & S_{14} \\ 0 & 0 & S_{14} & S_{13} \\ S_{13} & S_{14} & 0 & 0 \\ S_{14} & S_{13} & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.6)$$

Получили первый тип направленного ответвителя, схема которого изображена на рис. 3.7, а. В нём мощность, подводимая к плечу 1, делится в плечах 3 и 4 в соответствии  $S_{13}^2$  и  $S_{14}^2 = 1 - S_{13}^2$ . Из (3.5, б) следует, что

$$|S_{13}| |S_{14}| e^{j(\psi_{13} - \psi_{14})} + |S_{13}| |S_{14}| e^{-j(\psi_{13} - \psi_{14})} = 0;$$

$$\cos(\psi_{13} - \psi_{14}) = 0, \quad \psi_{13} - \psi_{14} = \frac{\pi}{2}.$$

Поля в выходных плечах 3 и 4 сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ . Отметим, что если ответвитель имеет одну плоскость симметрии, то поля в выходных плечах либо синфазны, либо противофазны.



**Рис. 3.7. Три типа направленных ответвителей**

Второй тип ответвителя показан на рис. 3.7, б. В нем изолированы друг от друга плечи 1 – 4 и 2 – 3 ( $S_{14} = 0$ ). В третьем типе ответвителя, изображенном на рис. 3.7, в, отсутствует связь между плечами 1 – 3 и 2 – 4 ( $S_{13} = 0$ ).

Любой ответвитель характеризуется двумя основными параметрами: переходным затуханием  $C$  и направленностью  $D$ .

Переходное затухание  $C$  для ответвителя первого типа будет



$$C_{14} = 10 \lg \frac{1}{|S_{14}|^2}. \quad (3.7)$$

Переходное затухание определяет долю мощности, ответвляющуюся из плеча 1 в плечо 4. Зависимость величины  $C$  от частоты является частотной характеристикой ответвителя.

Для ответвителя первого типа направленность определяется следующим образом:

$$D = 10 \lg \frac{|S_{14}|^2}{|S_{12}|^2}; \quad (3.8)$$

этот параметр характеризует долю мощности, просачивающейся в плечо 2.

Наличие плоскостей симметрии у восьмиполосников позволяет существенно упростить расчёт их матриц рассеяния, через элементы которых находятся все необходимые параметры. При этом задача расчёта восьмиполосника сводится к задаче расчёта двух четырёхполосников. Метод заключается в синфазном и противофазном возбуждении входов восьмиполосника.

Пусть восьмиполосник имеет плоскость симметрии 1 (см. рис. 3.6). Подадим на вход 1 волну  $a_1 = \frac{a}{2}$ , на вход 2 – волну  $a_2 = -\frac{a}{2}$ , а входы 3 и 4 согласованы. В силу симметрии схемы при подобном противофазном возбуждении в плоскости симметрии 1 будет нуль напряжения, и здесь можно разместить металлическую плоскость. Восьмиполосник распался на два несвязанных четырёхполосника. Обозначим их матрицу рассеяния как

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

С помощью этой матрицы рассеяния определим выходные волны как

$$b_1^{+-} = \frac{1}{2} S_{11}^{+-} a; \quad b_2^{+-} = -\frac{1}{2} S_{11}^{+-} a;$$

$$b_3^{+-} = \frac{1}{2} S_{21}^{+-} a; \quad b_4^{+-} = -\frac{1}{2} S_{21}^{+-} a.$$

Теперь возбудим входы 1 – 2 синфазно:  $a_1 = \frac{1}{2} a$ ;  $a_2 = \frac{1}{2} a$ . При этом в плоскости 1 устанавливается пучность напряжения (режим холостого хода) и схема разделяется идеальной магнитной плоскостью на два одинаковых четырёхполосника. Матрица рассеяния четырёхполосника запишется так:

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

Выходные волны  $b$  теперь будут следующими:

$$b_1^{++} = \frac{1}{2} S_{11}^{++} a; \quad b_2^{++} = \frac{1}{2} S_{11}^{++} a; \quad b_3^{++} = \frac{1}{2} S_{21}^{++} a; \quad b_4^{++} = \frac{1}{2} S_{21}^{++} a.$$

Суперпозиция обоих режимов приводит к возбуждению восьмиполосника только с входа 1 волной  $a_1 = a$ . Далее суммируем выходные волны:

$$b_1 = b_1^{+-} + b_1^{++} = \frac{1}{2} (S_{11}^{++} + S_{11}^{+-}) a,$$

отсюда искомый элемент матрицы рассеяния  $S_{11}$  будет следующий:

$$S_{11} = \frac{1}{2} (S_{11}^{++} + S_{11}^{+-}).$$

Аналогично находим другие элементы матрицы:

$$S_{21} = \frac{1}{2} (S_{11}^{++} - S_{11}^{+-});$$

$$S_{31} = \frac{1}{2} (S_{21}^{++} + S_{21}^{+-});$$

$$S_{41} = \frac{1}{2}(S_{21}^{++} - S_{21}^{+-}).$$

Если восьмиполосник имеет две плоскости симметрии I и II, то все элементы матрицы  $S$  известны. Если же симметрии в плоскости II нет, то необходимо рассмотреть дополнительно возбуждение со стороны входа 3 или 4. В результате получим недостающие элементы матрицы  $S$  взаимного восьмиполосника:

$$S_{33} = \frac{1}{2}(S_{22}^{++} + S_{22}^{+-}); \quad S_{34} = \frac{1}{2}(S_{22}^{++} - S_{22}^{+-}).$$

Особенно плодотворные результаты метод синфазного и противофазного возбуждения дает при расчёте направленных ответвителей на связанных линиях.

Конструктивно направленный ответвитель представляет собой две линии передачи, соединённые элементами связи. Так как эта система реактивная, то отсутствие передачи между плечами может происходить только за счёт взаимной компенсации двух или более волн.

Простейший тип ответвителя изображён на рис. 3.8. Это два волновода с общей узкой стенкой, в которой прорезаны два отверстия связи, расположенные на расстоянии  $\lambda_n/4$ . Если генератор подключён к плечу 1, то в плечо 2 проходят две волны с одинаковой амплитудой и противоположными фазами. В результате суммарное поле здесь оказывается равным нулю. Величина направленности  $D$  зависит от точности изготовления ответвителя. Величина переходного затухания  $C$  определяется степенью связи, т.е. диаметром отверстий. Ответвители с двумя элементами используются редко, так как они имеют очень узкую полосу частот. Чаще используются многоэлементные ответвители. Подбирая диаметр отверстий и их число, можно обеспечить нужную частотную характеристику переходного затухания. Чаще всего используются чебышевская

$|S_{14}| = \left| h T_{k-1} \left( \frac{\cos \theta}{S} \right) \right|$  и максимально-плоская характеристики  $|S_{13}| = \left| h \left( \frac{\cos \theta}{S} \right)^{k-1} \right|$ , здесь  $h$  и  $S$  – амплитудный и масштабный коэффициенты;  $\theta$  – электрическое расстояние между отверстиями связи;  $k$  – число отверстий.

Направленный ответвитель можно построить не только на сосредоточенных элементах связи, но и на связи распределённой. Примером такого ответвителя является ответвитель на связанных полосковых и микрополосковых линиях, схема которого изображена на рис. 3.9. На участке связи длиной  $l$ , которая равна  $\lambda_n/4$ , линия 2–4 близко расположена около линии 1–3 и связана с ней электромагнитным полем. В линии 1–3 слева направо распространяется бегущая волна (генератор подключен к плечу 1). Эта волна в линии 2–4 возбуждает две волны. Первая волна возбуждается электрическим полем линии, она синфазна полю линии 1–3, а другая возбуждается магнитным полем. Согласно второму уравнению Максвелла

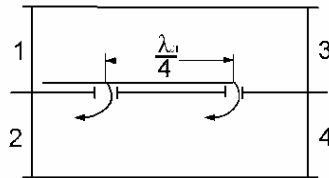


Рис. 3.8. Волноводный направленный ответвитель

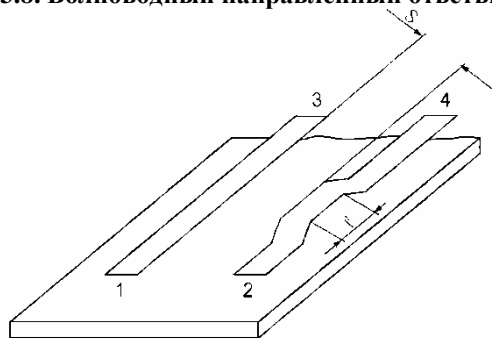


Рис. 3.9. Ответвитель на связанных линиях

$\text{rot } E = -\frac{\partial B}{\partial t}$  эта волна противофазна полю линии 1–3. Фазовые соотношения между этими двумя волнами оказываются такими, что в плечо 4 они приходят в противофазе, а в плечо 2 – в фазе. Таким образом, ответвитель на связанных линиях является ответвителем второго типа, здесь изолированы плечи 1–4 и 2–3. Величина связи между линиями мало зависит от частоты, поэтому с точки зрения направленности и согласования ответвитель на связанных линиях является весьма широкополосным устройством с полосой в октаву. Количественное значение направленности определяется точностью изготовления и согласованием выходных плеч. Реальная величина  $D$  составляет около 20 дБ.

Полоса рабочих частот ответвителя определяется переходным затуханием  $C_{12}$ : чем меньше величина переходного затухания, тем шире полоса частот.

В связанных линиях величина переходного затухания  $C$  зависит в первую очередь от зазора между полосками  $S$  (см. рис. 3.9). В микрополосковых линиях получить значение  $C_{12} < 6$  дБ не удастся из-за технологических трудностей обеспечения необходимой величины  $S$ . По этой причине такие ответвители получили название ответвителей со слабой связью.

Для увеличения связи применяются гребенчатые (многосвязные) структуры. Пример топологии такого ответвителя изображен на рис. 3.10. Число полосок  $n$ , образующих гребенчатую структуру, и определяется по формуле

$$n = \frac{2k_0}{2k_0 - k}, \quad (3.9)$$

где  $k = 10^{\frac{C}{20}}$  – эквивалентный коэффициент связи;  $C$  – заданная величина переходного затухания, дБ;  $k$  – коэффициент связи между соседними полосками гребенчатой структуры.

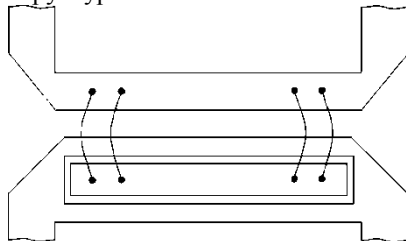


Рис. 3.10. Многосвязный направленный ответвитель

Число полосок  $n$  в гребенчатой структуре могут принимать значение  $4 < n < 10$ . При  $n > 10$  ширина полоски оказывается очень малой. Длина перемычек, соединяющих полоски гребенчатой структуры для выравнивания их потенциалов, должна быть минимальной; их число равно  $2 - 3$ .

Направленные ответвители такого вида обеспечивают в рабочей полосе частот с коэффициентом перекрытия  $f_{\max}/f_{\min} = 2$  величины  $C_1 \geq 2,5$  дБ;  $D \geq 15$  дБ, КСВ  $\geq 1,5$ .

Для увеличения переходного затухания  $C_{12}$  в ответвителях на связанных линиях применяется также каскадное включение нескольких ответвителей с более слабой связью. Пример каскадного включения двух ответвителей представлен на рис.

3.11. Длина участка фазирования  $l = \frac{\lambda_{\text{д}}}{2}$ . При технически достижимых зазорах микрополосковых ответвителей общая величина переходного затухания  $C \geq 2,5$  дБ.

При величине переходного затухания  $C_{12} = 3$  дБ величины переходных затуханий в отдельных ответвителях составляют  $C = 7,7$  дБ.

Достоинствами ответвителей на связанных полосковых и микрополосковых линиях являются их малые габариты и массы.

В микрополосковых линиях широко применяются также шлейфные направленные ответвители. По сравнению с ответвителями на связанных линиях они имеют большие габариты и более узкую полосу частот, однако получение сильных связей в них не представляет технологических трудностей. Топология четырёхшлейфного ответвителя приведена на рис. 3.12.

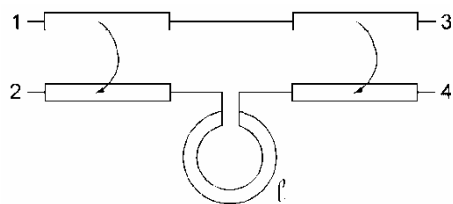


Рис. 3.11. Каскадное включение направленных ответвителей

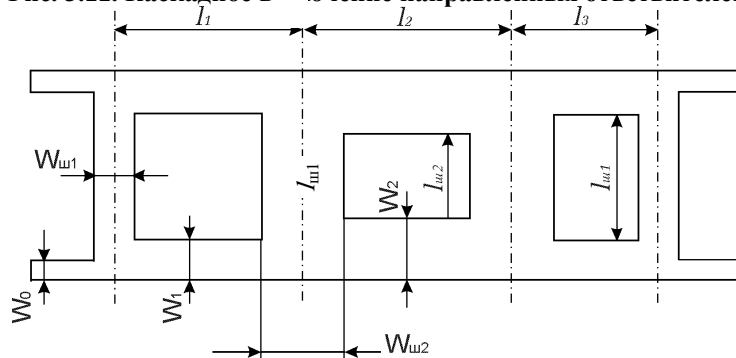


Рис. 3.12. Четырёхшлейфный направленный ответвитель

Волновые проводимости всех выходов одинаковы  $Y_0$ . Величины проводимостей  $Y_{\text{ш}}$  и  $Y_0$  определяются числом шлейфов и заданной величиной переходного затухания  $C_{14}$ . Матрица рассеяния ответвителя описывается формулой (3.6). Для четырёхшлейфного ответвителя выполняется условие  $Y_1 = Y_2 = Y_0 = Y_3$ ;  $Y_{\text{ш}1} = Y_{\text{ш}4}$ ;  $Y_{\text{ш}2} = Y_{\text{ш}3}$ .

Волновые проводимости определяются по формулам:

$$Y_{\text{ш1}} = \frac{k - \sqrt{1 - \sqrt{1 - k}}}{W_0 \sqrt{1 - k^2}}; \quad (3.10)$$

$$Y_{\text{ш2}} = \frac{\sqrt{1 - \sqrt{1 - k}}}{W_0}, \quad (3.11)$$

здесь  $W_0 = \frac{1}{Y_0}$  – волновое сопротивление входов;

$$k = 10^{-\frac{C}{20}} - \quad (3.12)$$

коэффициент связи плеч  $1 - 4$ , выраженный через переходное затухание  $C$  в дБ; длины всех участков  $Y$  и  $Y_{\text{ш}}$  равны  $\lambda_{\text{л}}/4$ .

Направленные ответвители широко применяются в измерительной технике для раздельного измерения падающей и отражённой волн. Ответвитель на связанных линиях под названием рефлектомер был разработан еще в сороковых годах для измерения КБВ в открытых двухпроводных линиях.

Очень широкое применение в технике СВЧ имеют мостовые схемы. Мост – это направленный ответвитель, в котором мощность, подводимая к одному из плеч, в выходных плечах делится пополам. Мостовую схему часто называют трёхдецибелным направленным ответвителем. Рассмотрим наиболее употребительные мостовые схемы.

Волноводно-щелевой мост состоит из двух волноводов с общей узкой стенкой. В этой стенке прорезано окошко связи длиной  $l$  (рис. 3.13).

В волноводно-щелевом мосте развязаны плечи  $1 - 2$  и  $3 - 4$ . Принцип работы моста заключается в следующем. Во всех входах может распространяться только волна  $H_{10}$ . В том месте, где прорезано окно связи, размер волновода увеличивается вдвое и волновод становится докритическим для двух волн  $H_{10}$  и  $H_{20}$ , которые и возникают в начале окна. Причиной, вызывающей возникновение волны  $H_{20}$ , является острое ребро, расположенное в пучности поля  $E$  волны  $H_{10}$ . В начале окна в волноводе  $1 - 3$  обе волны в фазе, а в волноводе  $2 - 4$  – в противофазе. По этой причине в плече  $2$  суммарное поле равно нулю и плечо  $2$  оказывается развязанным от плеча  $1$ . Далее обе волны распространяются вдоль окна. Поле на входах плеч  $3$  и  $4$  будет определяться фазовыми соотношениями волн  $H_{10}$  и  $H_{20}$ . Чтобы система была мостом, необходимо, чтобы разность фазовых набегов волн  $H_{10}$  и  $H_{20}$  на длине окна  $l$  равнялась  $\pi/2$ . Последнее поясняется векторными диаграммами в начале и конце окна связи, приведёнными на рис. 3.14. Если разность фазовых набегов равна  $\pi/2$ , то поля в выходах  $3$  и  $4$  одинаковы по амплитуде и сдвинуты по фазе на  $\pi/2$ . Из векторных диаграмм рис. 3.14 видно, также, что если разность фазовых набегов волн  $H_{10}$  и  $H_{20}$  будет отличаться от  $\pi/2$ , то суммарные векторы поля в плечах  $3$  и  $4$  будут неодинаковыми, т.е. система перестанет быть мостом. В частности, если разность фазовых набегов составит  $180^\circ$ , то из плеча  $1$  вся энергия перейдёт в плечо  $4$ , т.е. плечи  $1 - 3$  окажутся развязанными. Такую систему называют мостом с полной связью. На острых рёбрах окна связи возникают волны высших типов, вызывающие рассогласование моста. Для его настройки в середине окна связи в верхней стенке волновода ставится ёмкостной винт. Чтобы уменьшить возможность возбуждения волны  $H_{30}$ , в месте окна делается небольшое сужение волноводов.

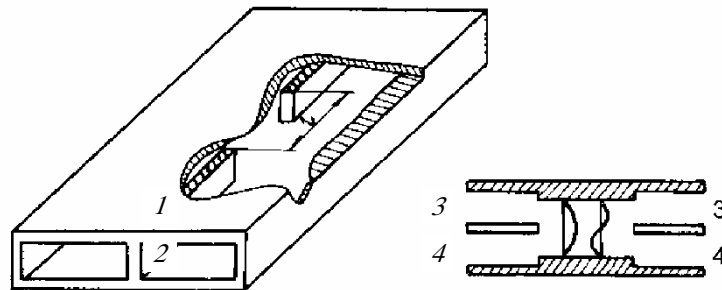


Рис. 3.13. Волноводно-щелевой мост

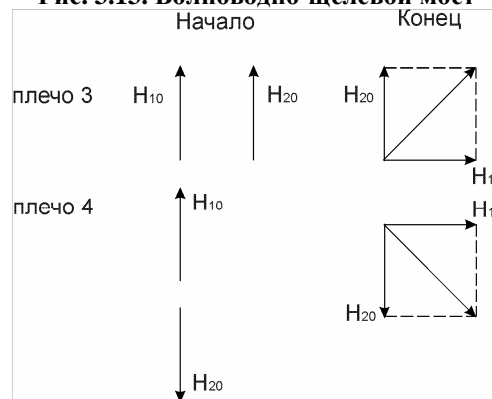


Рис. 3.14. Векторные диаграммы, поясняющие работу волноводно-щелевого моста

Волноводно-щелевой мост – система достаточно широкополосная. Полоса рабочих частот моста с ёмкостным винтом на уровне  $3 \pm 0,5$  дБ составляет 12...20 %; направленность моста при этом  $D > 20$  дБ.

Волноводно-щелевой мост является ответвителем первого типа, и его матрица рассеяния описывается формулой (3.6). Определим элементы матрицы  $S$  моста и с помощью этой матрицы проанализируем его работу. При этом выясним области применения мостовых схем. В мостовой схеме мощности в выходных плечах одинаковы, поэтому  $|S_{13}| = |S_{14}|$ . Из условия унитарности  $S_{13}^2 + S_{14}^2 = 1$ ,  $S_{13}^* S_{14} + S_{14}^* S_{13} = 0$  определим эти элементы:  $|S_{13}| = |S_{14}| = \frac{1}{\sqrt{2}}$ ;  $\psi_{13} - \psi_{14} = \pi/2$ , откуда матрица рассеяния будет

$$[S] = \frac{e^{-j\psi}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & j & 1 \\ 0 & 0 & 1 & j \\ j & 1 & 0 & 0 \\ 1 & j & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.13)$$

В (3.3)  $\psi$  – набег фазы на участке от входа до начала окна связи; этот набег фазы одинаков для всех плеч, и мы его опустим, т.е. плоскости отсчёта расположим близко к окну связи.

Напишем уравнение  $[b] = [S][a]$  в развернутом виде:

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(ja_3 + a_4); & b_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(ja_1 + a_2); \\ b_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(ja_3 + a_4); & b_4 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(ja_1 + a_2). \end{aligned} \quad (3.14)$$

Проанализируем с помощью (3.14) различные случаи работы моста.

1. В плечо 1 включен генератор, создающий волну  $a_1 = a$ . Все остальные плечи нагружены на согласованные нагрузки  $a_2 = a_3 = a_4 = 0$ .

Из (3.14) имеем  $b_3 = j\frac{a}{\sqrt{2}}$ ,  $b_4 = \frac{a}{\sqrt{2}}$ . Поля в плечах 3 и 4 имеют одинаковые амплитуды. Поле в плече 3 опережает по фазе поле в плече 4 на  $90^\circ$ .

В этом режиме мост работает как делитель мощности. Достоинством такого делителя мощности по сравнению с обычными тройниками является отсутствие связи между выходными плечами 3 и 4.

2. К плечам 1 и 2 подключены два генератора, создающие на входах одинаковые синфазные поля  $a_1 = a_2 = a$ ,  $a_3 = a_4 = 0$ . Тогда  $b_3 = \frac{a}{\sqrt{2}}(1+j)$ ;  $b_4 = \frac{a}{\sqrt{2}}(1+j)$ . Мощности генераторов сложились, и сумма поделилась поровну между плечами 3 и 4. Поля в выходных плечах в фазе и сдвинуты на  $45^\circ$  по отношению к входным волнам. Влияния одного генератора на другой нет, так как плечи 1 и 2 развязаны.

3. Ко входам 1 и 2 снова подключены два генератора, создающие одинаковые по амплитуде, но сдвинутые по фазе на  $90^\circ$  поля  $a_1 = a$ ,  $a_2 = ja$ ,  $a_3 = a_4 = 0$ . Из (3.14) следует, что

$$b_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a+a) = j\frac{2a}{\sqrt{2}}; \quad b_4 = \frac{1}{\sqrt{2}}(a-a) = 0. \quad (3.15)$$

Теперь в плече 3 поля сложились в фазе, а в плече 4 – в противофазе.

Мощность обоих генераторов проходит только в плечо 3. Такой режим работы мостовой схемы очень широко применяется на практике.

Первое применение – сложение мощности двух генераторов в общей нагрузке. Особенно большое применение он имеет в микроэлектронике. Мощности современных СВЧ – полупроводниковых приборов пока невелики. Зачастую требуются значительно большие, чем может обеспечить один транзисторный или диодный генератор СВЧ; в этом случае системы суммирования мощностей нескольких генераторов строятся на основе мостовых схем.

Из равенств (3.15) видно, что в плече 3 образуется сумма полей, в плече 4 – их разность. Это позволяет на основе моста строить различные балансные схемы: балансные смесители, балансные детекторы, фазовые детекторы. С помощью мостовых схем удобно сравнивать сигналы двух изолированных друг от друга источников. Если поддерживать разность фаз двух сигналов равной  $\pi/2$ , то их можно сравнить по амплитуде. Уравняв их амплитуды – осуществить сравнение по фазе.

Если изменить фазы входных сигналов так, чтобы  $a_1 = ja$ ,  $a_2 = a$ , то аналогично получим  $b_4 = j2\frac{a}{\sqrt{2}}$ ,  $b_3 = 0$ . Энергия теперь поступает только в плечо 3. Изменяя сдвиг фаз между сигналами  $a_1$  и  $a_2$  в пределах  $\pm\pi/2$ , можно мощности в выходных плечах разделить в любом отношении.

4. Фазовращатель на основе волноводно-щелевого моста. Поместим в выходных плечах 3, 4 короткозамыкающие поршни. Поршни расположены на одинаковом расстоянии от окна связи и перемещаются совместно (рис. 3.15). Теперь выходные волны  $b_3$  и  $b_4$  будут отражаться от поршней и тем самым образуют входные волны  $a_3$  и  $a_4$ , равные  $a_3 = -b_3e^{j2\theta}$ ,  $a_4 = -b_4e^{j2\theta}$ , где  $\theta$  – электрическая длина участка от окна связи до поршня. Теперь найдем выходные волны  $b_1$  и  $b_2$ . Из (3.14) получим

$$b_1 = 0; \quad b_2 = ae^{j(2\theta - \pi/2)}. \quad (3.16)$$

Из (3.16) следует, что фаза выходной волны будет линейно изменяться при перемещении поршней. Устройство превратилось в механически управляемый фазовращатель. Фазовращатель согласован по входу  $b_1 = 0$ , если согласован его выход  $a_2 = 0$ .

На рис. 3.16 изображён второй тип моста – двойной волноводный тройник, представляющий собой объединение тройников в плоскости  $E$  и  $H$ . Пронумеруем входы узла так, чтобы он соответствовал ответвлению

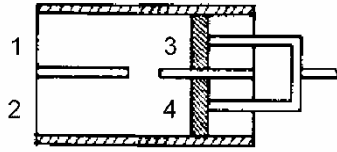


Рис. 3.15. Фазовращатель на основе волноводно-щелевого моста

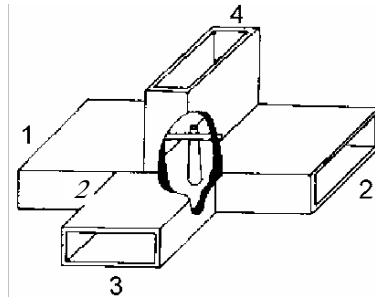


Рис. 3.16. Двойной волноводный тройник

первого типа. В месте соединения четырёх волноводов возникают высшие типы волн и для согласования тройника в нём размещают два согласующих устройства: в плече 4 – индуктивный штырь и в плече 3 – емкостной штырь.

Двойной тройник имеет одну плоскость симметрии. Используя ту же методику, что и для волноводно-щелевого моста, можно найти матрицу рассеяния двойного тройника

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & e^{j(\theta_3 + \theta_1)} & e^{j(\theta_4 + \theta_1)} \\ 0 & 0 & e^{j(\theta_3 + \theta_2)} & e^{j(\theta_4 + \theta_2)} \\ e^{j(\theta_1 + \theta_3)} & e^{j(\theta_2 + \theta_3)} & 0 & 0 \\ e^{j(\theta_1 + \theta_4)} & e^{j(\theta_2 + \theta_4)} & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.17)$$

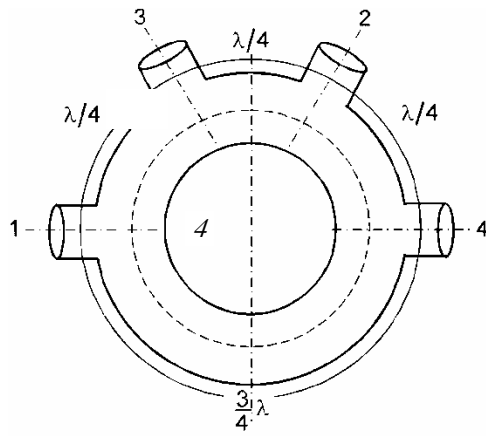
В (3.17)  $\theta_i$  – электрическая длина  $i$ -го плеча.

Из выражения для матрицы рассеяния (3.17) следует, что если генератор включен в плечо 3, то падающая волна возбуждает в плечах 1 и 2 волны одинаковой амплитуды и фазы. Плечи 3 – 4 развязаны. Волна, падающая из плеча 4, возбуждает в плечах 1 и 2 волны, одинаковые по амплитуде и противоположные по фазе. Волна, падающая из плеча 1, возбуждает в плечах 3 и 4 волны одинаковой амплитуды и фазы. Плечи 1 – 2 при этом развязаны. И, наконец, волна, падающая из плеча 2, возбуждает плечи 3 и 4 в противофазе; плечи 1 – 2 развязаны. Если включить два генератора в плечи 1 и 2, то в плече 3 образуется сумма, а в плече 4 – разность сигналов. Направленность двойного тройника составляет  $D \approx 20$  дБ.

На рис. 3.17 изображена третья мостовая схема – гибридное кольцо, выполненное на коаксиальной линии. Такое же кольцо выполняется на волноводах, полосковых и микрополосковых линиях. Из рисунка видно, что гибридное кольцо представляет собой замкнутый отрезок линии длиной  $1,5\lambda$ . К кольцу через  $\lambda/4$  подключены 4 входа. Схема имеет одну плоскость симметрии, и ее матрица рассеяния будет следующей:

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.18)$$

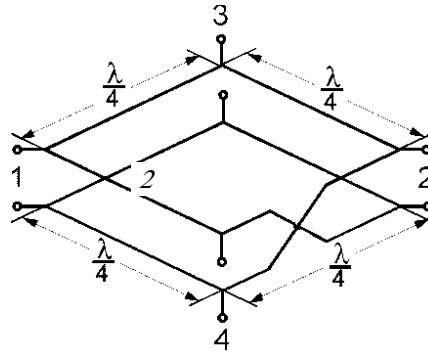
Из любого плеча кольца в любое другое плечо приходят две волны одинаковой амплитуды. Суммарное поле в этом плече будет определяться сдвигом фаз между ними. Легко проследить по рис. 3.17, что плечи 1 – 2 и 3 – 4 будут развязаны, так как разность хода между ними по обеим половинам кольца равняется полуволне.



**3.17. Гибридное кольцо**

Каждый вход нагружен на два таких же входа, включённых на расстоянии, равном нечётному числу четвертей длин волн, поэтому для согласования входов с кольцевой линией её волновое сопротивление должно быть  $W = \sqrt{2}W_0$ ,  $W_0$  – волновое сопротивление входных линий.

Гибридное кольцо можно выполнить и на открытых двухпроводных линиях. Схема такого кольца приведена на рис. 3.18. Для исключения полуволновой линии между плечами 1 – 4 здесь применено перекрещивание проводов, обеспечивающее частотно-независимый сдвиг фаз в  $180^\circ$ . На всех частотах кольцо делит мощность в выходных плечах на равные части и обладает высокой направленностью. Частотно-зависимым здесь оказывается согласование входов, однако в полосе, превышающей две октавы, оно остается в допустимых пределах.

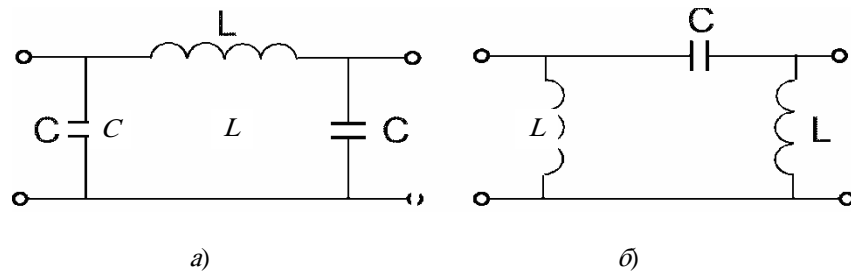


**Рис. 3.18. Мостовая схема на основе двухпроводной линии**

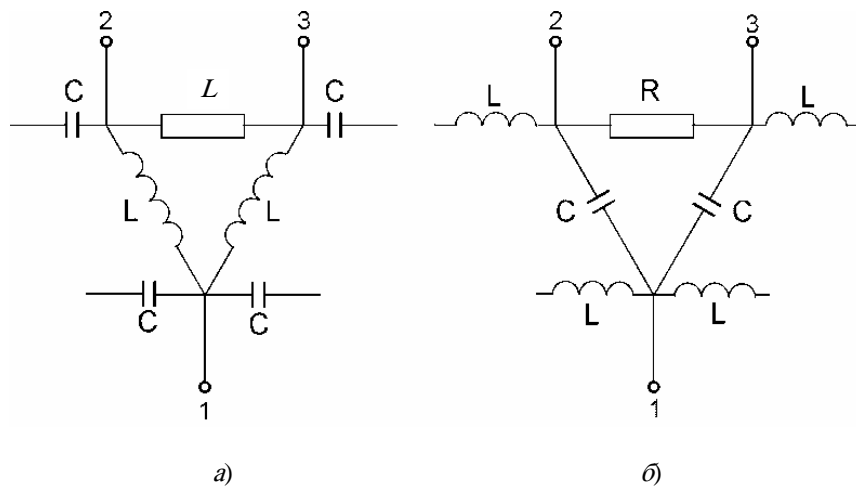
В мостовую схему легко можно превратить и четырёхшлейфный направленный ответвитель (см. рис. 3.12). Для этого необходимо положить величину переходного затухания равной  $C_{14} = 3$  дБ и по формулам (3.10) – (3.12) определить необходимые величины сопротивлений схемы.

Все схемы направленных ответвителей, мостов, делителей мощности содержат отрезки линий длиной  $\lambda/4$ . При большой длине волны устройства становятся слишком громоздкими. Особенно важно это в микроэлектронной технике, где часто необходимо на одной подложке разместить несколько узлов; в этих случаях отрезки линий можно заменить симметричными П-образными четырёхполюсниками, показанными на рис. 3.19.

Схема кольцевого делителя мощности теперь будет иметь следующие виды, изображенные на рис. 3.20. В схеме рис. 3.20, а четвертьволновой отрезок линии заменён схемой рис. 3.19, а, в схеме рис. 3.20, б – схемой рис. 3.19, б.



**Рис. 3.19. П-образные четырёхполюсники**



### 3.20. Кольцевые делители мощности из сосредоточенных сопротивлений

Для микрополоскового делителя мощности наиболее удобна схема рис. 3.20, а, так как здесь отрезок линии заменяется витком, имеющим требуемую величину индуктивности  $L$ , а ёмкости  $C$  включены в схему параллельно. Они легко реализуются в виде слоистого конденсатора.

Определить величины  $L$  и  $C$  можно, приравняв любую из импедансных или волновых матриц  $\Pi$ -образного четырёхполюсника и отрезка идеальной линии. Выберем матрицу  $Y$  для схемы рис. 3.19, а:

$$[Y] = \begin{bmatrix} j\omega C - j\frac{1}{\omega L} & \frac{j}{\omega L} \\ -j\frac{1}{\omega L} & \frac{j}{\omega L} + j\omega C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\operatorname{ctg} \theta}{j\sqrt{2}W_0} - \frac{1}{j\sqrt{2}W_0 \sin \theta} \\ \frac{1}{j\sqrt{2}W_0 \sin \theta} - \frac{\operatorname{ctg} \theta}{j\sqrt{2}W_0} \end{bmatrix}. \quad (3.19)$$

В (3.19) слева написана матрица  $Y$  для схемы рис. 3.19, а, справа – для отрезка идеальной линии. При длине линии, равной  $\lambda/4$ , её электрическая длина будет  $\theta = \pi/2$  и матрица  $Y$  в правой части (3.19) примет вид

$$\begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{j\sqrt{2}W_0} \\ \frac{1}{j\sqrt{2}W_0} & 0 \end{bmatrix}.$$

Теперь, приравняв элементы, например, первой строки обеих матриц, получим искомые величины  $L$  и  $C$ :

$$L = \frac{\sqrt{2}W_0}{\omega}; \quad C = \frac{1}{\omega\sqrt{2}W_0}.$$



#### 4. ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

Благодаря своим свойствам, ферриты используются для создания широкого класса невзаимных устройств СВЧ, т.е. устройств, обладающих невзаимными потерями, невзаимным вращением плоскости поляризации, невзаимным фазовым сдвигом и т.д. Зависимость параметров ферритов от напряжённости внешнего магнитного поля позволяет создавать на их основе управляемые устройства СВЧ: переключатели, модуляторы, перестраиваемые фильтры, регулируемые фазовращатели и аттенюаторы и т.д. Рассмотрим ряд волноводных устройств, содержащих ферриты.

Ферритовым вентиляем принято называть волноводное устройство, величина вносимого затухания которого зависит от направления движения волны через него. Основными параметрами ферритового вентиля являются: затухание волн в прямом направлении, затухание волн в обратном направлении, полоса рабочих частот, допустимый уровень мощности, КСВ, тип и размеры волноводного тракта.

В волноводах прямоугольного сечения наибольшее распространение получили конструкции вентиляей, в которых используются резонансные свойства ферритов или эффект смещения поля.

**Резонансный вентиль.** В прямоугольном волноводе, работающем на волне  $H_{10}$ , существуют две продольные плоскости  $x = \text{const}$  (рис. 4.1), параллельные узкой стенке волновода, где магнитное поле имеет круговую поляризацию. Эти плоскости находятся на расстоянии  $x = \frac{a}{\pi} \text{arctg} \frac{\lambda_{\text{в}}}{2a}$  от узких стенок волновода.

Направление вращения вектора  $H$  в каждом из указанных продольных сечений взаимно противоположно и зависит от направления движения волны по волноводу. Поместим в волноводе в одной из двух указанных плоскостей ферритовую пластинку, намагниченную перпендикулярно широкой стенке волновода (рис. 4.2). Если напряжённость постоянного магнитного поля выбрать равной или близкой к величине  $H_{\text{рез}}$ , то феррит поглощает мощность волны, создающей правополяризованное высокочастотное магнитное поле. Волна, распространяющаяся вдоль волновода в противоположном направлении (прямая волна, рис. 4.3), испытывает малое затухание. Серийно выпускаемые ферритовые вентили обеспечивают в полосе частот 10...15 %  $f_0$  затухание в прямом направлении не более 0,5 дБ, затухание в обратном направлении 20 дБ и имеют  $K_{\text{сг}} = 1,08...1,1$  ( $K_{\text{сг}}$  – коэффициент стоячей волны).

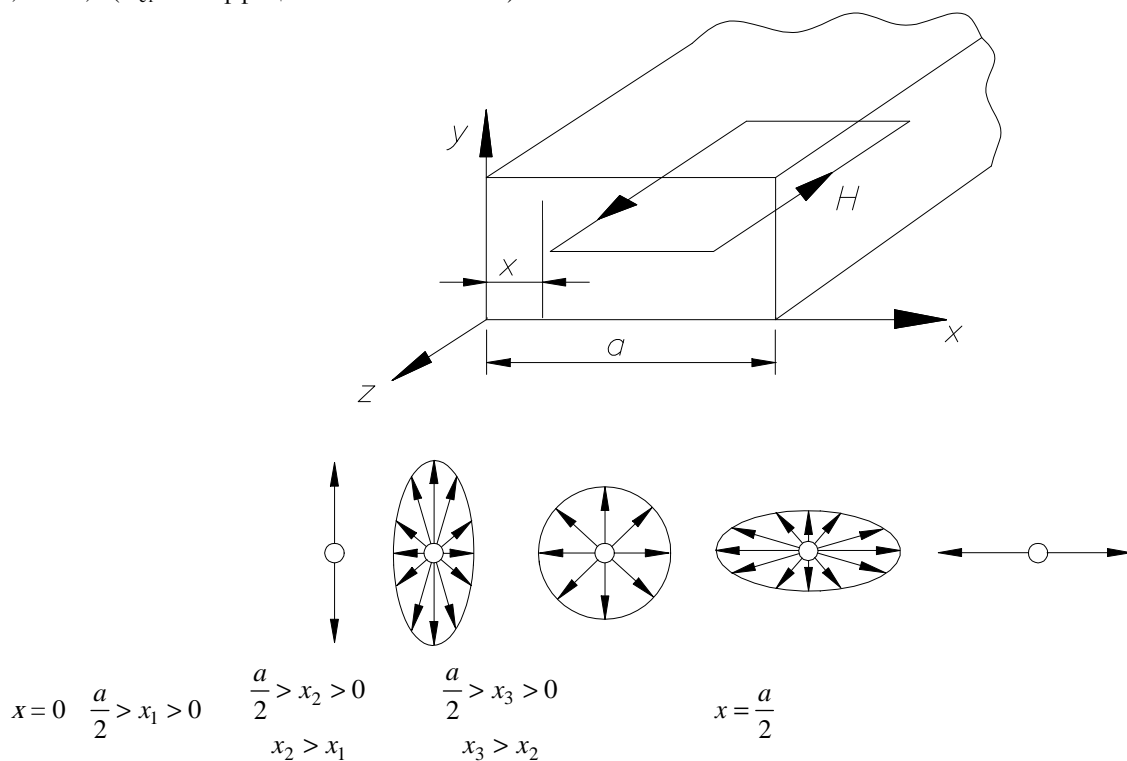


Рис. 4.1. К рассмотрению областей с круговой поляризацией магнитного поля волны  $H_{10}$  в различных сечениях прямоугольного волновода

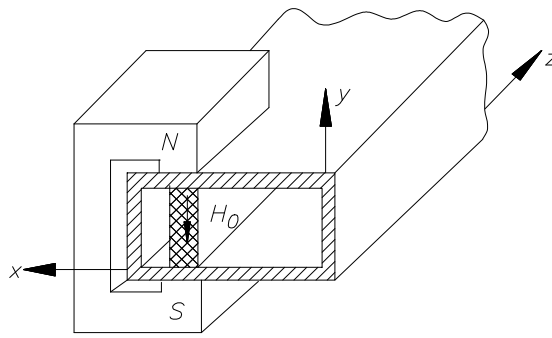


Рис. 4.2. Эскиз конструкции резонансного вентиля

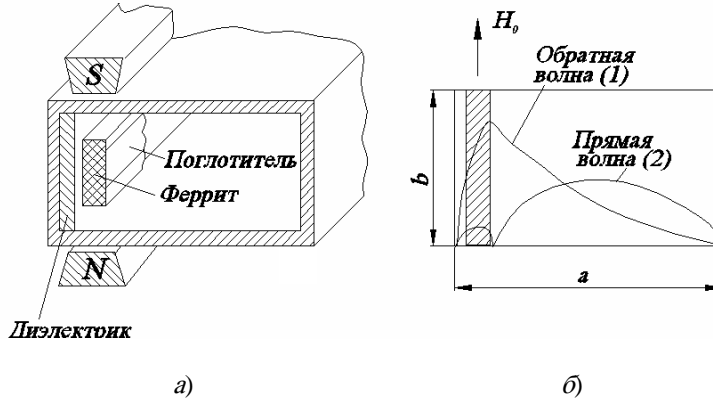


Рис. 4.3. Вентиль со смещением поля:

*a* – эскиз конструкции; *б* – распределение напряжённости электрического поля

Вентиль, основанный на эффекте Фарадея (рис. 4.4), представляет собой круглый волновод, вдоль оси которого расположен тонкий ферритовый стержень, намагниченный в продольном направлении постоянным магнитным полем  $H_0$ . Напряжённость магнитного поля  $H_0$  значительно ниже резонансной величины  $H_{рез}$ .

На входе вентиль расположена поглощающая пластина. Если в волноводе распространяется волна типа  $H_{11}$  с поляризацией, показанной на рис. 4.4, *a*, поглощающая пластина создаёт минимальные потери для волны, поступающей со стороны входа вентиль. За счёт эффекта Фарадея плоскость поляризации волны на выходе вентиль поворачивается на  $45^\circ$  (при соответствующем подборе длины и диаметра ферритового стержня).

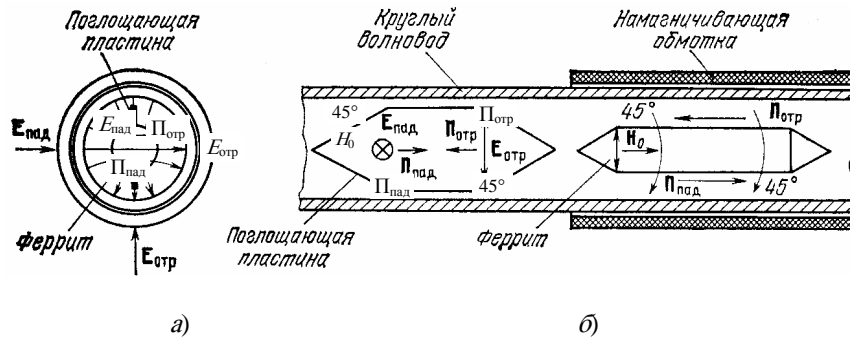


Рис. 4.4. Вентиль на эффекте Фарадея:

*a* – элементы конструкции;

*б* – распределение электрического поля на входе вентиль

Плоскость поляризации волны обратного направления поворачивается в ту же сторону еще на  $45^\circ$ . В результате электрическое поле отражённой волны оказывается параллельно плоскости поглощающей пластины. Отражённая волна практически полностью поглощается.

Достоинством ферритовых устройств, основанных на использовании эффекта Фарадея, является малая величина намагничивающего поля  $H_0$ . Полоса рабочих частот таких устройств составляет  $15 \dots 20 \% f_0$ . Недостатки: сложность и громоздкость конструкции.

**У-циркулятор.** Конструкция такого циркулятора представляет собой симметричный тройник в плоскости  $H$  с намагниченным ферритовым вкладышем в его центре (рис. 4.5). Величина намагничивающего поля  $H_0$  значительно меньше резонансной. Действие циркулятора можно объяснить следующим образом. Волна типа  $H_{10}$ , поступающая в плечо *1*, дифрагирует на ферритовом цилиндрическом вкладыше и возбуждает равные по амплитуде поверхностные волны, огибающие феррит в противоположных направлениях. Взаимодействие этих поверхностных волн с намагниченным ферритом характеризуется различными значениями магнитной проницаемости. При этом фазовые скорости поверхностных волн оказываются различ-

ными. Подбирая диаметр ферритового цилиндра и величину намагничивающего поля  $H_0$ , можно при сложении поверхностных волн получить пучность напряжённости электрического поля в центре плеча 2, а узел напряжённости электрического поля в центре плеча 3. При этом энергия из плеча 1 поступит в плечо 2 и не поступит в плечо 3. Если энергия подаётся со стороны плеча 2, то она передаётся в плечо 3 и не поступает в плечо 1. При подаче энергии в плечо 3 она передаётся в плечо 1 и не поступает в плечо 2. В реальных конструкциях циркуляторов имеет место просачивание мощности из плеча 1 в плечо 3 и т.д. Поэтому для характеристики циркуляторов применяются такие параметры, как развязка между плечами и прямые потери.

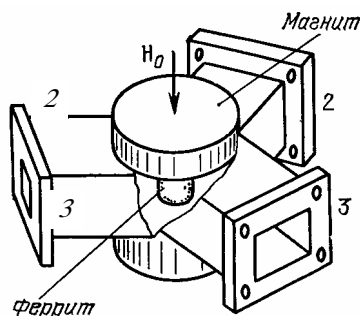


Рис. 4.5. Ферритовый Y-циркулятор

Y-циркуляторы чувствительны к колебаниям окружающей температуры, величине магнитного поля, размерам ферритов и т.д. Для устранения этого феррит помещают в диэлектрическую втулку, которая может являться своеобразным элементом настройки циркулятора, так как подбором ее диаметра можно регулировать ширину рабочей полосы. Y-циркуляторы имеют прямые потери порядка 0,1 дБ, развязку между плечами 30 дБ и  $K_{ст} \leq 1,04$ .

#### 4.1. ФЕРРИТОВЫЕ ВЕНТИЛИ

**Ферритовые вентили** – это невзаимные четырёхполюсники с малыми потерями в прямом направлении ( $I_{пр}$ , дБ) и большим в обратном ( $I_{обр}$ , дБ). Характеризуются величиной вентиляющего отношения  $B = \frac{I_{обр}}{I_{пр}}$  и согласованием (КСВН) в полосе рабочих частот  $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ .

Конструируются с использованием ферритовых вкладышей из нормализованных марок ферритов СВЧ. В подмагниченном состоянии ферриты характеризуются тензорной магнитной проницаемостью

$$\bar{\bar{\mu}} = \mu_0 \begin{vmatrix} \mu & -jk & 0 \\ +jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{vmatrix},$$

компоненты которой зависят от намагничённости  $M$ , частоты  $\nu$  и подмагничивающего поля:

$$\mu = \mu' - j\mu''; \quad k = k' - jk''; \quad \mu_3 \approx 1;$$

$$\mu' \approx 1 + \frac{p\sigma}{\sigma^2 - 1};$$

$$k' \approx -\frac{p}{\sigma^2 - 1};$$

$$\mu'' \approx \frac{\delta p(\sigma^2 + 1)}{(\sigma^2 - 1)^2 + \frac{4\delta^2 \sigma^2}{(\delta^2 + 1)}};$$

$$k'' \approx -\frac{2\delta p\sigma}{(\sigma^2 - 1)^2 + \frac{4\delta^2 \sigma^2}{(\delta^2 + 1)}}.$$

Относительное намагничивающее поле  $\sigma = \frac{\gamma H^i}{\nu}$  и намагничённость  $p = \frac{\gamma M}{\nu}$  определяются гиромангнитным отношением электрона  $\gamma \approx 35,2 \frac{\text{МГц}}{\text{кА} \cdot \text{м}^{-1}}$ , или  $2,8 \frac{\text{МГц}}{\text{Э}}$ , внутренним магнитным полем  $H^i$  и намагничённостью  $M$  или намагничённостью

стью насыщения  $M_3$ , если материал насыщен, на рабочей частоте  $\nu$ . Ферромагнитный резонанс (ФМР) наблюдается при  $H_{рез}^i = \frac{\nu}{\gamma}$ , т.е.  $\sigma_{рез} = 1$ . Ширина кривой поглощения ФМР по половинному уровню  $\Delta H$  определяет значение фактора потерь

$\delta = \frac{\gamma \Delta H}{2\nu}$ . При ФМР  $\mu''_{рез} = \frac{(1 + \delta^2)p}{2\delta}$ ,  $k''_{рез} = -\frac{\sqrt{1 + \delta^2}p}{2\delta}$ . Невзаимные свойства феррита оцениваются отношением

$\frac{k}{\mu} \approx -\frac{p}{\sigma^2 + p\sigma - 1}$ . Если подмагничивание поперечно ( $H^i$  ортогонально направлению распространения СВЧ энергии), эф-

фективная магнитная проницаемость  $\mu_{\perp} = \frac{\mu^2 - k^2}{\mu} \approx \frac{1 + p(\sigma + p)}{\sigma^2 + p\sigma - 1}$ .

Применяют ферритовые вентили резонансные и на смещение поля.

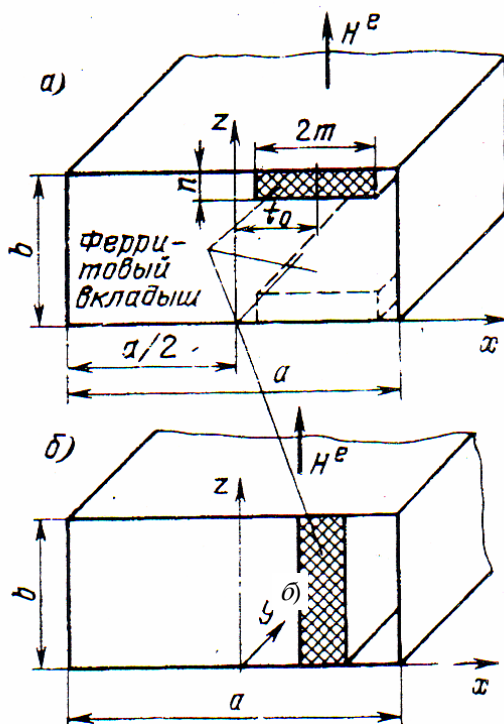
**Резонансные ферритовые вентили** используют явление невзаимного поглощения СВЧ энергии при ФМР в намагниченных ферритовых вкладышах, которое наблюдается при круговой поляризации СВЧ магнитного поля, если плоскость поляризации перпендикулярна намагничивающему полю  $H^i$ .

**Резонансный ферритовый вентиль на прямоугольном волноводе.** В таком волноводе с волной  $H_{10}$  СВЧ магнитное поле линейно поляризовано в центре и на узких стенках и вращается в противоположные стороны при смещении от центра в сторону одной или другой узкой стенки. Плоскость поляризации параллельна широкой стенке волновода, т.е. лежит в плоскости  $H$ . Геометрическое место точек, где поляризация рассматриваемого поля чисто круговая, – две плоскости, параллельные узким стенкам и расположенные симметрично относительно продольной оси волновода. Расстояние этих плоскостей от центра волновода зависит от длины волны  $\lambda$ , и размер широкой стенки волновода  $a$ :

$$\frac{t_0}{a} = \frac{\arctg \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}{\pi}.$$

В центре полосы пропускания волновода при  $\frac{\lambda}{a} = \sqrt{2}t_0 = 0,25a$ .

В вентиле длинные ферритовые пластины располагают вдоль волновода так, чтобы центр пластины был удалён на  $t_0$  от центра волновода. Вкладыш ориентируют либо в плоскости  $H$  (рис. 4.6, а), либо в плоскости  $E$  (рис. 4.6, б). При работе на высоком уровне мощности используют вентиль в плоскости  $H$ . Рассмотрим последовательность его приближённого расчёта.



**Рис. 4.6. Конструкционные схемы ферритового волноводного резонаторного вентиля:**

а – ферритовый вкладыш в плоскости  $H$ ;  
 б – ферритовый вкладыш в плоскости  $E$

1. Выбирают марку феррита по заданной  $\lambda$ , имея в виду, что первая цифра в обозначении марки – это средняя длина волны (см) диапазона, для которого разрабатывались ферриты данной марки. Для достижения высокого значения  $B$  и рабо-

тоспособности на высоком уровне мощности  $\Delta H$  должна быть малой, а  $\theta_k$  большой, при этом на минимальной частоте диапазона  $\nu_1$  должно выполняться неравенство:  $M_s \leq \frac{\nu_1}{\gamma} - H_a$ , где  $H_a$  – поле анизотропии выбранной марки, считается  $\approx 0$ , если оно неизвестно.

2. Рассчитывают положение центра вкладыша  $t_0$  по средней длине волны заданного рабочего диапазона и расстояние плоскостей с круговой поляризацией  $t_1$  и  $t_2$  от центра волновода на минимальной  $\lambda_1$  и максимальной  $\lambda_2$  длинах волн рабочего диапазона.

3. Выбирают размеры вкладышей так, чтобы выполнялись следующие неравенства:  $2m \leq (0,3...0,4)a$ , но  $2m > |t_1 - t_2|$ . Толщина вкладыша  $n \leq (0,05...0,1)b$  (и тем меньше, чем выше уровень мощности).

4. Определяют значение рабочего внутреннего магнитного поля по средней частоте  $\nu$  заданного диапазона:  $H^i = \frac{\nu}{\gamma}$ .

При этом относительное внутреннее поле  $\sigma = 1$ , и относительная намагниченность насыщения  $p = \frac{\gamma M_s}{\nu}$ . Рассчитывают для

крайних частот диапазона  $\sigma_{1,2} = \frac{\gamma H^i}{\nu_{1,2}}$  и  $p_{1,2} = \frac{\gamma M_s}{\nu_{1,2}}$ , а для средней частоты – фактор потерь  $\delta$ . По этим величинам опреде-

ляют соответствующие краям диапазона значения  $\mu''_{1,2}$  и  $k''_{1,2}$ .

5. Рассчитывают длину ферритовых пластин  $l_\phi$ . Для уменьшения общей длины вентиля в волноводе симметрично на противоположных широких стенках устанавливают две пластины. При этом заданное на краях рабочей полосы значение  $L_{обр\ 1,2}$  дБ определяет минимально допустимую длину вкладышей:

$$L_{обр\ 1,2} \approx 8,7 \frac{2n}{b} \frac{l_\phi}{a} \frac{\sin 2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{t_{1,2}}{a}} \times \left[ \mu''_{1,2} \left( \frac{2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{m}{a}} - \cos \frac{2\pi t_{1,2}}{a} \cos \frac{2\pi t_0}{a} \right) - k''_{1,2} \cos \frac{2\pi t_{1,2}}{a} \cos \frac{2\pi t_0}{a} \right].$$

По этому же выражению рассчитывают прямые потери на краях полосы, сменив знак перед  $k''_{1,2}$  на обратный.

6. В центре заданного диапазона

$$L_{обр} \approx 8,7 \frac{2n}{b} \frac{l_\phi}{a} \frac{\sin 2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{t_0}{a}} \left[ \mu''_{рез} \left( \frac{2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{m}{a}} - \cos^2 \frac{2\pi t_0}{a} \right) - k''_{рез} \sin^2 \frac{2\pi t_0}{a} \right],$$

вентильное отношение (без учёта диэлектрических потерь)

$$B \approx \frac{\mu''_{рез} \left( \frac{2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{m}{a}} - \cos^2 \frac{2\pi t_0}{a} \right) - k''_{рез} \sin^2 \frac{2\pi t_0}{a}}{\mu''_{рез} \left( \frac{2\pi \frac{m}{a}}{\sin 2\pi \frac{m}{a}} - \cos^2 \frac{2\pi t_0}{a} \right) + k''_{рез} \sin^2 \frac{2\pi t_0}{a}},$$

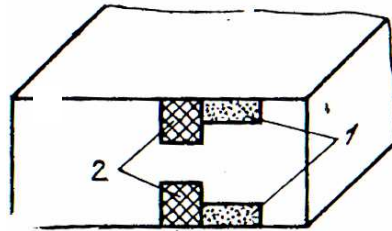
$$а L_{пр} = \frac{L_{обр}}{B}.$$

7. Внешнее магнитное поле  $H^e \approx H^i + M_s$ .

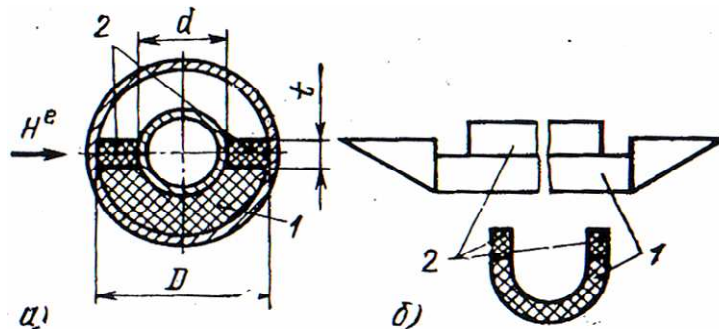
Для расширения полосы рабочих частот используют неоднородное по длине или ширине внешнее магнитное поле. Согласование достигается устройством на концах пластин клиновидных скосов. Улучшение характеристик наблюдается при введении диэлектрического активатора (рис. 4.7) из материала с низким  $\text{tg } \delta$  и  $\epsilon_d = 10...15$ . Крепление вкладышей и активаторов при низких уровнях мощности производится клеями (например, ПДИ-ЗАК, БФ-4, К-400). Последний имеет повышенную теплопроводность. При высоких уровнях мощности пластины часто припаиваются к стенкам волновода, охлаждаемым принудительно. Залуживание феррита производится мягкими припоями ультразвуковым способом или вжиганием серебряных паст. Для пайки с латунной, медной, алюминиевой арматурой толщиной менее 5 мм рекомендуют применять припой ПОИ-75.

**Резонансный ферритовый вентиль на коаксиальном волноводе** является широкополосным прибором со сравнительно малыми габаритами. Основной тип волны – поперечная Т-волна. Областей с круговой поляризацией СВЧ магнитного поля в обычных условиях в таком волноводе нет. Для их создания частично заполняют коаксиальный волновод диэлектри-

ком с большой проницаемостью  $\epsilon_d = 10 \dots 20$  (рис. 4.8). Круговая поляризация на поверхности диэлектрика возникает, если  $\frac{\pi}{2} < \frac{\lambda}{(D+d)} < \pi$ .



**Рис. 4.7. Схема резонансного ферритового вентиля с улучшенными электрическими характеристиками:**  
1 – ферритовые пластины; 2 – диэлектрические активаторы



**Рис. 4.8. Резонансный ферритовый вентиль на коаксиальном волноводе:**  
а – поперечное сечение волновода с частичным феррито-диэлектрическим заполнением; б – форма феррито-диэлектрического вкладыша;  
1 – диэлектрический вкладыш; 2 – ферритовые пластины

Диаметры проводников волновода должны также обеспечивать заданное волновое сопротивление. Марка феррита выбирается, как указывалось выше. Толщина вкладыша для стандартных размеров волноводов ( $16 \times 6,95$  мм,  $16 \times 4,6$  мм,  $10 \times 4,34$  мм)  $t \approx 1 \dots 2$  мм, длина  $l_\phi \approx 0,5\lambda$ . Диэлектрический вкладыш имеет согласующие полуконусы длиной также  $\sim 0,5\lambda$ .

Выполняется из алюмооксидной керамики. Требуемую  $\epsilon_d$  при заданных  $D$ ,  $d$ ,  $t$  и  $\lambda$  определяют из соотношения

$$\frac{t}{\lambda} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\epsilon_d - \epsilon_\phi} \operatorname{tg} \left[ 4,94(D+d) \frac{\sqrt{\epsilon_d - \epsilon_\phi}}{\lambda} \right] - 2\pi\sqrt{\epsilon_\phi - 1}}$$

Требуемое внешнее магнитное поле

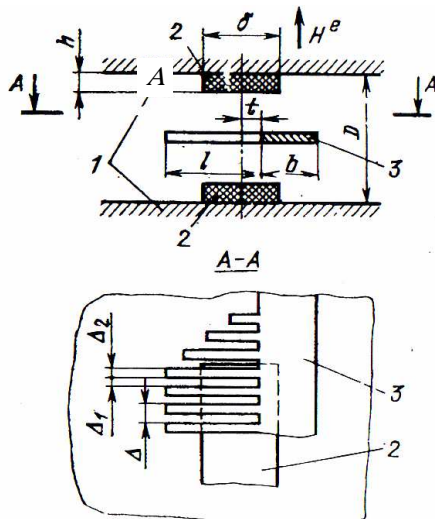
$$H'_{\text{рез}} = \sqrt{M_s^2 \frac{(N_x - N_y)^2}{4} + \left(\frac{\nu}{\gamma}\right)^2} + M_s \left[ N_z - \frac{(N_x + N_y)}{2} \right],$$

где  $N_x + N_y + N_z = 1$  – размагничивающие факторы ферритовых пластин по осям, выбранным так, что ось  $y$  совпадает с направлением распространения СВЧ энергии (с осью волновода), ось  $z$  – с направлением постоянного магнитного поля. Для длинных пластин с размерами  $t \times l_\phi \times 2m N_y \approx 0$ ,  $N_z \approx \frac{t}{t+2m}$ ,  $N_x \approx \frac{2m}{t+2m}$ . Такие вентили при использовании иттриевых феррогранатов имеют в диапазоне ДЦМ  $L_{\text{обр}} \geq 20$  дБ,  $B \geq 20$ ,  $K_{\text{ст}} \leq 1,3$  в двухкратной полосе частот.

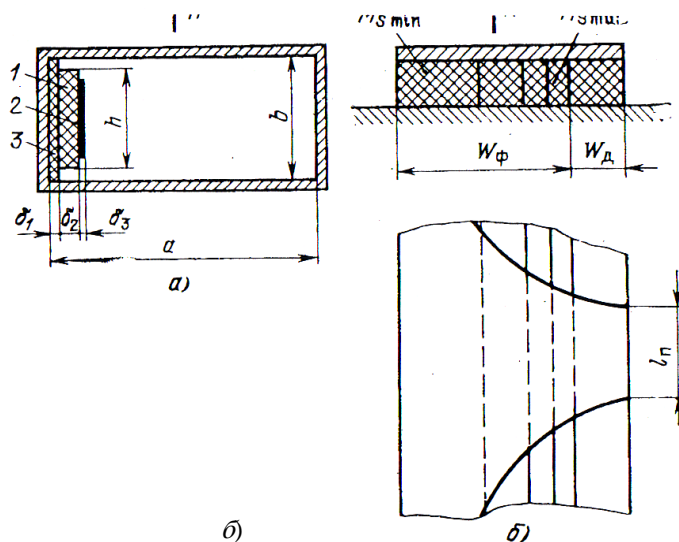
**Резонансный ферритовый вентиль на полосковом волноводе** (рис. 4.9) используют для создания области с круговой поляризацией СВЧ магнитного поля гребенчатую замедляющую структуру на центральном полосковом проводнике, образованную рядом разомкнутых шлейфов, длины которых на основной части вентилля  $l \approx 0,125\lambda$ , а на концах вентилля для широкополосного согласования  $l$  плавно уменьшается. Выбор размеров: длина ферритовой пластины  $l_\phi \approx (0,5 \dots 0,7)\lambda$ ,  $h \approx (0,1 \dots 0,2)D$ ,  $\delta \approx (0,05 \dots 0,1)\lambda$ ,  $\Delta_1 \approx \Delta_2$ ,  $3\Delta \leq D$ ,  $\Delta_1 + \Delta_2 = \Delta$ . Выбор марки феррита производят так же, как и для волноводных вентилля, внешнее подмагничивающее поле  $H^e \approx H^i + M_s$ ,  $H^i = \frac{\gamma}{\nu}$ . Эти вентили широкополосны, имеют относительно малые габариты и хорошие условия для отвода тепла от ферритовых вкладышей, могут работать на высоком уровне мощности.

**Ферритовые вентили на смещении поля** основаны на изменении распределения СВЧ электрического поля при прямом и обратном направлениях распространения волны в линии передачи с подмагниченной внешним полем ферритовой пластиной (рис. 4.3).

Ферритовый вентиль на прямоугольном волноводе (рис. 4.10, а) включает подмагниченную полем  $H'$  ферритовую пластину 1, на боковой поверхности которой нанесён резистивный поглощающий слой 2 с поверхностным сопротивлением  $\rho_s = 100 \dots 200 \frac{\text{Ом}}{\text{см}}$ . Положение ферритовой пластины фиксируется диэлектрической прокладкой 3 из материала с невысоким значением  $\epsilon_d$  (кварцевое стекло, стеклотекстолит). Амплитуда СВЧ электрического поля на поглощающем слое при прямом направлении



**Рис. 4.9. Резонансный вентиль на полосковом волноводе с гребенчатым центральным проводником:**  
 1 – заземлённые пластины; 2 – ферритовые вкладыши;  
 3 – центральный проводник с гребенчатой замедляющей структурой



**Рис. 4.10. Ферритовый вентиль на смещении поля:**

а – на прямоугольном волноводе;

б – на несимметричном полосковом волноводе

распространения близка к нулю (малые потери), при обратном – максимальна (большие потери). Для работы в сантиметровом диапазоне волн рекомендуют выбирать марки ферритов с достаточно высокой  $M_s \approx 200 \dots 300 \frac{\text{кА}}{\text{м}}$  и узкой резонансной

кривой  $\Delta H < 10 \frac{\text{кА}}{\text{м}}$ . Допустимо использовать марки с повышенным значением  $\text{tg } \delta_e$ . Для широкополосных приборов целесообразно иметь  $p = \frac{\gamma M_s}{\nu} < 1$ .

Внутреннее магнитное поле должно обеспечивать выполнение следующего условия:  $\mu_{\perp} \leq 0$ . Этому, а также получению

достаточно малых  $I_{\text{пр}}$  соответствует такая область:  $1 - p < \sigma < \sqrt{\frac{p^2}{4} + 1} - \frac{p}{2} - 2\delta$ . Это соотношение является исходным для

расчёта и конструирования магнитной системы, при этом внешнее магнитное поле ввиду слабого размагничивания из-за вертикального расположения пластины ненамного больше внутреннего  $H^i = \frac{\sigma V}{\gamma}$ .

Резистивный слой наносится напылением термостойких нихромовых и других плёнок и защищается от окисления при разогреве термостойкими покрытиями.

Геометрические размеры: длина поглощающего слоя (вдоль волновода)  $\approx 1,5\lambda$ , длина согласующих скосов на концах феррито-диэлектрического вкладыша  $\approx 0,5\lambda$ , высота ферритовой пластины  $h \approx 0,7b$ , толщины  $\delta_1 \approx (0,03...0,04)a$ ,  $\delta_2 \approx (0,15...0,16)a$ ,  $\delta_3 < (0,001...0,002)a$ .

Вентили на полосковом волноводе на смещении поля (рис. 4.10, б) очень широкополосны (достигаются перекрытия частот от 3 : 1 до 5 : 1), малогабаритны (особенно на несимметричном полосковом волноводе). Используют сложные феррито-диэлектрические вкладыши, в которых диэлектрический материал с большими потерями (ферроэпоксид и др.) является поглотителем. Для достижения широкополосности ферритовая часть вкладыша набирается из феррита трёх-четырёх разных марок. Слой, прилегающий к поглотителю, должен иметь самую высокую  $M_{S_{\max}} \approx \frac{0,8v_{\max}}{\gamma}$ , где  $v_{\max}$  – максимальная частота рабочего диапазона; в дальнем от поглотителя слое используют материал с  $M_{S_{\min}} \approx \frac{1,3v_{\min}}{\gamma}$ . Ширина полоскового про-

водника на ферритовом заполнении, мм:  $W_{\phi} \approx \frac{250}{v_{\max} \sqrt{\epsilon_{\phi}}}$ ,  $v_{\max}$  в ГГц. Ширина проводника на поглотителе  $W_{\text{д}} \approx (0,03...0,05)\lambda$ . Длина поглотителя  $l_{\text{п}} \approx 3W_{\text{д}}$ . Требуемое внутреннее относительное подмагничивание  $\sigma \ll 1$ , а внешнее поле  $H^e \approx M_S$ . Согласование вентили обеспечивается многоступенчатыми или плавными переходами, длина и радиус кривизны последних  $\approx \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{\phi}}}$ .

## 4.2. ФЕРРИТОВЫЕ ЦИРКУЛЯТОРЫ

**Ферритовые циркуляторы** – невязимные трёх- или более плечевые устройства, в которых электромагнитная энергия передаётся в определённом порядке из одного плеча в другое; например,  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1 \rightarrow \dots$  (цифры – номера плеч). Изменение направления внешнего постоянного магнитного поля на противоположное приводит к обратному направлению распространения СВЧ энергии:  $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 4 \rightarrow \dots$  основное преимущество циркуляторов перед вентилями – отражённая энергия поглощается не в ферритовом вкладыше, а отводится в изолированное плечо и рассеивается в специально подключённой нагрузке. Используются как развязывающие устройства при неизменном направлении подмагничивающего поля или как переключатели, управляемые сменой направления подмагничивания.

**Симметричный Y-циркулятор на прямоугольном волноводе** (рис. 4.11) имеет три плеча. Цилиндрический ферритовый вкладыш 1 заполняет по высоте либо полностью, либо частично (с зазором  $\Delta$ ) 120-градусное разветвление в  $H$ -плоскости 2. Для увеличения широкополосности на вкладыш надевают кольцевой диэлектрический трансформатор 3 и вводят дополнительные диэлектрические штыри 4. В простейшем случае чисто ферритового вкладыша без зазора ( $\Delta = 0$ ) его диаметр  $D_{\phi} \approx \frac{0,75\lambda}{\sqrt{\epsilon_{\phi}}}$ , требуемая относительная намагниченность материала, который обычно не насыщен,  $p \approx \frac{\sqrt{\epsilon_{\phi}}}{8,5\sqrt{\epsilon_{\phi}} - 14}$ .

Требуемая  $M = \frac{vp}{\gamma}$ , соответствующее внутреннее поле  $H^i$  определяется для выбранного материала по кривой намагничивания  $M = f(H^i)$ . Внешнее поле  $H^e = H^i + N_z M$ . Размагничивающий фактор цилиндрического образца диаметром  $D_{\phi}$  и высотой  $h$ :



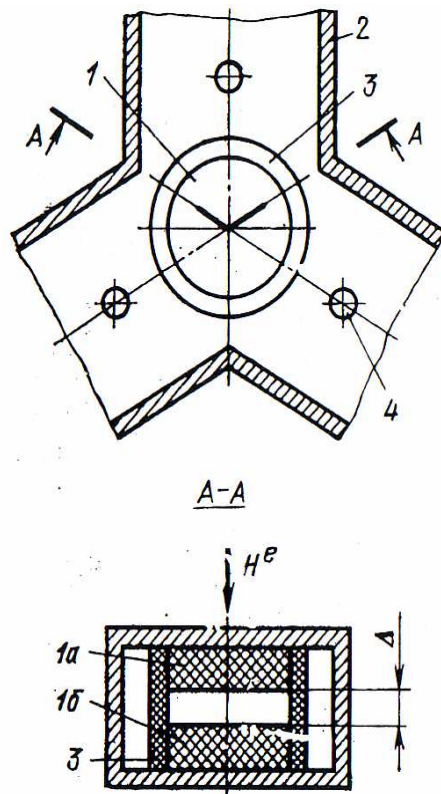


Рис. 4.11. Симметричный  $Y$ -циркулятор на прямоугольном волноводе

$$N_z \approx \frac{1 - \frac{h}{D_\phi} \arcsin \sqrt{1 - \left(\frac{h}{D_\phi}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{h}{D_\phi}\right)^2}} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{h}{D_\phi}\right)^2}$$

Полосковые  $Y$ -циркуляторы (рис. 4.12) конструируют на базе 120-градусного разветвления полоскового волновода, образованного заземлёнными пластинами 1 и центральным проводником 2. Между ними помещают ферритовые дисковые вкладыши 3, намагничённые магнитной системой 4. Могут работать как в дорезонансных полях ( $\sigma < 1$ ), так и в

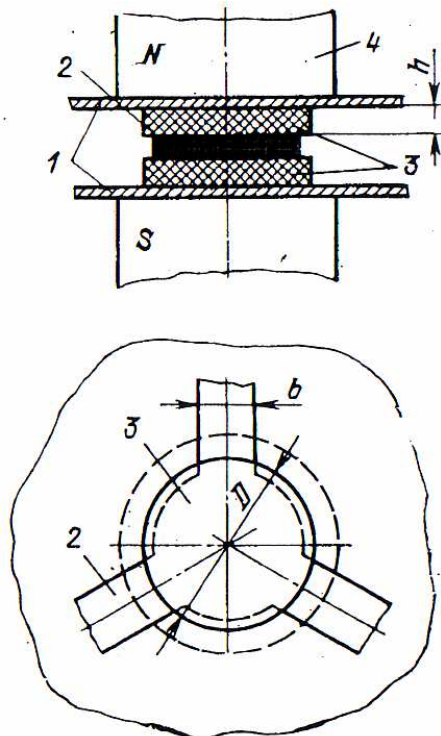


Рис. 4.12.  $Y$ -циркулятор на симметричном полосковом волноводе

зарезонансной области. Размеры вкладышей и требуемая величина подмагничивающего поля определяются уравнениями циркуляции, решаемыми с учётом зависимости компонент  $\bar{\mu}$  от подмагничивающего поля:

$$D \approx \frac{0,58\lambda}{\sqrt{\mu_{\perp}\epsilon_{\phi}}},$$

$$h \approx \frac{0,00153\lambda m Z_0 \left| \frac{k}{\mu} \right|}{\alpha_z \mu_{\perp}},$$

где  $m$  – число дисковых вкладышей ( $m=2$  при симметричном полосковом волноводе,  $m=1$  – при несимметричном);  $Z_0$  – волновое сопротивление подводящих волноводов;  $\alpha_z$  – коэффициент, учитывающий краевые поля.

Для полоскового волновода:

– симметричного

$$\alpha_z = 1 - 0,00456 Z_0 \sqrt{\epsilon_d = \frac{1}{1 + 0,43 \frac{2h}{b}}};$$

– для несимметричного

$$\alpha_z = \frac{1}{1 + 1,735 \epsilon_d^{-0,0724} \left( \frac{b}{h} \right)^{-0,836}},$$

где  $\epsilon_d$  – проницаемость диэлектрического заполнения полоскового волновода.

В диапазоне ДЦМ применяют зарезонансный режим ( $\sigma > 1$ ). Расчёт ведут по задаваемым  $\lambda$  и  $p$ , принимаемой равной высоте подводящих волноводов. Выбирают марку феррита (целесообразно из иттриевых феррогранатов), определяют таким

образом необходимые для дальнейшего расчёта значения  $M_S$  и  $\epsilon_{\phi}$ . Рассчитывают параметр  $A = \frac{653\alpha_z \frac{h}{\lambda}}{Z_0 m}$  и требуемое от-

носительное поле  $\sigma = \sqrt{1 - \frac{p}{A}} - p$  по относительной намагниченности насыщения  $p = \frac{\gamma M_S}{v}$ . Для обеспечения малых вноси-

мых потерь должны выполняться следующие неравенства:  $\sigma \geq 1,4 \dots 1,6$  и  $p < \sigma$ . При невыполнении одного из них меняется либо марка феррита, либо высота вкладыша  $h$ . Далее определяют  $\mu_{\perp} = \frac{1 + p(p + \sigma)}{\sigma^2 + p\sigma - 1}$  и по первому уравнению циркуляции –

диаметр вкладыша. Полоса рабочих частот (по уровню развязки 20 дБ)  $\frac{2\Delta v}{v} \approx \frac{30p}{\sigma^2 + p\sigma - 1}$ , %. Внешнее поле подмагничива-

ния  $H' \approx \frac{\sigma v}{\gamma} + N_Z M_S$ . Для определения  $N_Z$  можно пользоваться приведённой выше формулой, но для  $m=2$  высоту вкладыша надо удвоить.

При  $\lambda \leq (20 \dots 30)$  см и применении соответствующих по диапазону иттриевых феррогранатов рекомендуют использовать дорезонансный режим ( $\sigma < 1$ ) – снижается масса магнитной системы и несколько расширяется полоса рабочих частот. При заданной высоте  $h$  расчёт ведут в следующем порядке. Определяют параметр  $A$ . Затем, так как материал вкладышей в

этом случае обычно ненасыщен, рассчитывают требуемое значение относительной намагниченности  $p \approx \frac{0,95A}{\sqrt{A_2 + 1}}$ , при этом

$p \leq 0,5 \dots 0,6$ . Найдя значение эффективной магнитной проницаемости  $\mu_{\perp} \approx 0,9 - p^2$ , по первому уравнению циркуляции оп-

ределяют диаметр вкладыша. Внутреннее поле подмагничивания  $H^i$  находят по кривой намагничивания выбранного материала, имея в виду, что  $M = \frac{\gamma p}{\gamma}$ . Расчёт внешнего поля проводится так же, как и для волноводного  $Y$ -циркулятора. Полоса

рабочих частот  $\frac{2\Delta v}{v} \approx 30p$ , %. Низкие вносимые потери обеспечиваются при  $\mu_{\perp} \geq 0,7 \dots 0,8$ .

Для расширения полосы рабочих частот используют четвертьволновые трансформаторы на входах циркулятора, специальные комбинации отрезков линий длиной  $\frac{\lambda_{\perp}}{8}$  ( $\lambda_{\perp}$  – длина волны в линии,  $\lambda_{\perp} = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{\perp}}}$ ), а также специальные режимы.

Конструкторские расчёты для этих случаев приведены в [5, 10].

Y-циркуляторы высокого уровня мощности выполняют на симметричных полосковых волноводах. Ферритовые вкладыши запаивают или приклеивают клеем с высокой теплопроводностью к заземлённым пластинам, от которых производится теплоотдача. При разогреве феррита падает  $M_S$ , поэтому максимальная рабочая температура вкладыша не должна превышать  $t_{\max} = (0,6 \dots 0,7)\theta_K$ . При интенсивном принудительном охлаждении можно ориентироваться на следующее значение

максимально допустимой средней мощности:  $P_{\text{доп}} \leq \frac{600\lambda\Delta t}{Z_0 \left| \frac{k}{\mu} \right|}$ , Вт ( $\Delta t$  – разность между температурой охлаждаемых зазем-

лённых пластин и  $t_{\max}$ ,  $\lambda$ , подставляемых в  $M$ ).

В диапазоне  $\nu < 1 \dots 1,5$  ГГц для уменьшения  $D$  вкладышей используют ёмкостные реактивные элементы, включаемые на входах Y-циркулятора у внешней поверхности дисков. Используют малогабаритные керамические конденсаторы К10-9, подстроечные типа КТ4. Небольшие величины ёмкости (до 10...20 пФ) можно реализовать с помощью разомкнутых полосковых шлейфов длиной менее  $\frac{\lambda_{\perp}}{4}$  или путём расширения подводящих полосков. Порядок расчёта следующий. По заданным

$Z_0$  и  $h$  определяется ширина  $b$  центрального полоскового проводника подводящих волноводов. Из конструктивных соображений выбирают  $D \leq 0,04\lambda$  и рассчитывают угол запитки  $\psi = \arctg \frac{b}{D}$ . По графикам (рис. 4.13) отыскивают функции этого угла  $f_{1..4}(\psi)$ . Исходя из рабочей  $\lambda$ , выбирают марку феррита и по  $M_S$  рассчитывают  $p$ . Ориентировочно в рабочей

точке задают  $\mu_{\perp} = 1,4 \dots 1,8$ , затем определяют аргумент  $x_{\perp} = \frac{\sqrt{\epsilon_{\perp}\mu_{\perp}}\pi D}{\lambda}$  и параметр  $A$  (см. выше). Рассчитывают относительное

поле подмагничивания  $\sigma = \sqrt{1 + p \frac{f_3(\psi) + x_{\perp}^2 f_4(\psi)}{A}} - p$ . Уточняют  $\mu_{\perp} = 1 + \frac{p(\sigma + p)}{\sigma_2 + p\sigma - 1}$ , при слишком больших

(> 10...20 %) расхождениях расчётного значения  $\mu_{\perp}$  и ранее заданного производится корректировка этой величины и пересчёт  $x_{\perp}$  и  $\sigma$ . Для обеспечения низких вносимых потерь необходимо выполнение неравенств:  $\sigma \geq p$  и  $\sigma \geq 1,4 \dots 1,6$ . При их невыполнении либо уменьшают высоту дисков  $h$ , либо выбирают марку феррита с меньшей  $M_S$ . Далее рассчитывают

$\left| \frac{k}{\mu} \right| = \frac{p}{\sigma^2 + p\sigma - 1}$  и ёмкость, включаемую в каждое плечо Y-циркулятора:  $\frac{C}{\lambda} = \frac{306[f_1(\psi) + x_{\perp}^2 f_2(\psi)]}{Z_0 \left| \frac{k}{\mu} \right|}$ , пФ/м. Внешнее поле под-

магничивания  $H^e = \frac{\sigma\nu}{\gamma} + N_Z M_S$ .

**Фазовые циркуляторы** конструируют на прямоугольных волноводах для использования на высоких уровнях мощности. Через циркулятор, изображённый на рис. 4.14, а, энергия распространяется в направлении  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$  или противоположном при смене знака  $H^e$ , через циркулятор, схема которого соответствует рис. 4.14, б,  $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 4 \rightarrow 1$  (или противоположное). Длина щели 3-децибельного моста  $L_{\text{щ}} = \frac{0,5\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{0,25\lambda}{a}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{0,5\lambda}{a}\right)^2}}$ , где  $a$  – ширина волновода.

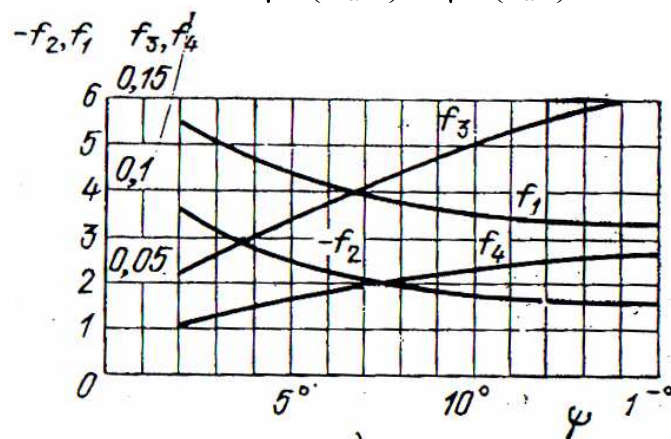
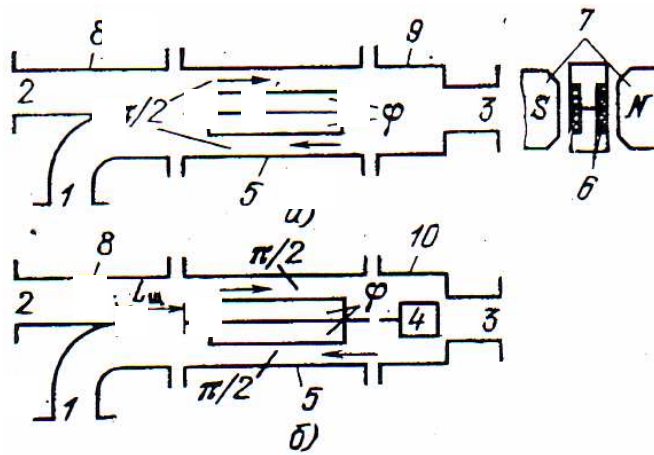


Рис. 4.13. Графики для определения расчётных функций угла запитки



**Рис. 4.14. Конструктивные схемы фазовых ферритовых циркуляторов на прямоугольных волноводах:**

- 1–4– входы (плечи) фазового циркулятора;  
 5– секция невзаимных фазовращателей; 6– ферритовые вкладыши;  
 7– полюсные наконечники магнитной системы;  
 8– секция трёхдецибелного щелевого моста;  
 9– переход на сдвоенный волновод; 10– модифицированный двойной Т-мост

Марка феррита выбирается по тем же рекомендациям, что и для резонансного волноводного вентиля. При прочих одинаковых параметрах целесообразно ориентироваться на марки с меньшим значением  $M_s$ . Ферритовые вкладыши устанавливают так же, как и в волноводных резонансных вентилях: координаты центра пластины  $t_0 \approx 0,25a$ ; рекомендации по выбору  $m$  и  $n$  те же. Длина вкладышей  $L_\phi$  должна обеспечивать для каждого из четырёх ферритовых пластин дифференциальный фазовый сдвиг  $\Delta\varphi = 0,25\pi$ . Это выполняется, если  $\frac{L_\phi}{a} \approx \frac{1}{8k' \frac{2m}{a} \frac{n}{b}}$ , где  $k'$  – недиагональная компонента тензора  $\bar{\mu}$ .

Обычно выбирают  $\frac{L_\phi}{a} \geq 3 \dots 8$ , при этом требуется  $k' < 1$ , что обеспечивает малые вносимые потери. Внутреннее магнитное поле дорезонансное:  $\sigma < \sqrt{1-p} = \sqrt{1 - \frac{\gamma M_s}{v}}$ .

Концы вкладышей для согласования выполняют в виде клиньев длиной до  $\frac{\lambda_B}{2}$ . При работе с большой мощностью вкладыши набирают из прямоугольных пластин со стороной 30...40 мм, которые запаивают на стенку волновода один рядом с другим, образуя пластинчатый вкладыш необходимой длины. Острые кромки тщательно скругляют ( $r \approx 1$  мм).

**Системы с постоянными магнитами.** Создание магнитотвёрдых материалов с высокими свойствами обусловило применение постоянных магнитов в разнообразных приборах и устройствах во многих областях техники. Это, например: электровакуумные и ферритовые устройства СВЧ – лампы бегущей волны, гетеродинные лампы обратной волны, циклотроны, вентили и др.

В общем случае магнитная система представляет собой сложную магнитную цепь, в которой к постоянному магниту могут быть подключены магнитопроводы, полюсные наконечники, магнитные шунты, термшунты, выпрямители поля, магнитные экраны, крепежные детали и другие элементы.

Параметры магнитной системы в значительной степени определяют параметры всего устройства в целом. Так, для электровакуумных приборов СВЧ масса магнитной системы составляет 60...90 % от общей массы прибора, а стоимость – 20...50 % стоимости прибора. Разработка сложной магнитной системы занимает 30...40 % общего объёма разработки устройства.

Следовательно, проектирование магнитных систем с постоянными магнитами является важной инженерно-экономической задачей.

Проектирование магнитной системы с постоянным магнитом в большинстве случаев сводится к выбору материала, размеров магнита и конфигурации магнитной системы, обеспечивающих получение заданного значения магнитной индукции в рабочем воздушном зазоре при наилучшем использовании свойств материала.

Степень использования свойств материала можно оценить с помощью коэффициента использования материала  $\sigma$ , который представляет собой отношение магнитной энергии в воздушном зазоре к максимально возможной энергии магнита данного объёма (максимально возможная энергия соответствует идеализированному случаю работы всего объёма магнита в точке  $(BH)_{\max}$ ):

$$\sigma = \frac{B_p H_p V_p}{(BH)_{\max} V_M}, \quad (4.1)$$

где  $B_p, H_p$  – соответственно магнитная индукция и напряжённость магнитного поля в рабочем воздушном зазоре;  $V_p$  – объём рабочего зазора;  $V_m$  – объём магнита.

Коэффициенту  $\sigma$  можно придать и другой физический смысл. Перепишем формулу (4.1) в следующем виде:

$$\sigma B_D H_D S_M l_M = B_p H_p S_p l_p,$$

где  $B_D, H_D$  – индукция и напряженность поля магнита, работающего в точке  $(BH)_{\max}$ ;  $l_M, l_p$  – длины;  $S_M, S_p$  – площади поперечного сечения соответственно магнита и рабочего воздушного зазора.

Так как  $H_D l_M = H_p l_p$ , то

$$\sigma = \frac{\Phi_p}{\Phi_M}, \quad (4.2)$$

т.е.  $\sigma$  можно представить как отношение магнитного потока в рабочем зазоре к магнитному потоку магнита, работающего в точке  $(BH)_{\max}$ .

Формулы (4.1) и (4.2) показывают, что коэффициент использования материала характеризует потери энергии (или магнитного потока) на пути от магнитной нейтрали до рабочего зазора. Очевидно, что  $\sigma$  всегда меньше единицы; для систем высокого качества  $\sigma = 0,2 \dots 0,6$ .

Потери энергии магнита обусловлены рассеянием магнитного потока, падением м.д.с. по длине магнитопровода и поперечным намагничиванием. При этом считаем, что рабочей является точка  $(BH)_{\max}$  и намагничивание произведено до предельных характеристик. «Недомагничивание» может быть больше суммы всех других потерь.