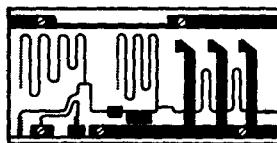


621.385.6(04)

М 59

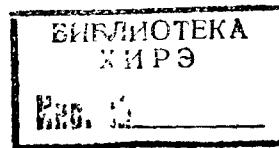
# МИКРО- ЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ



ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
ПРОФ. Г. И. ВЕСЕЛОВА

Допущено

Министерством высшего и среднего  
специального образования СССР  
в качестве учебного пособия  
для студентов радиотехнических  
специальностей вузов



Москва „Высшая школа“ 1988

с - и - т - я - л - ь - е  
х х е - г - и - ч - и - м ) - л - к - и  
о - р . з - т - г - в - в - в - е - н -  
т в - я - д - т - и - 3

ББК 32.844.1

М59

УДК 621.396.67

Г. И. Веселов, Е. Н. Егоров, Ю. Н. Алехин, Г. Г. Воронина,  
В. А. Романюк, В. Д. Разевиг, А. Ф. Чаплин, М. В. Шеремет

**Р е ц е н з е н т ы:**

кафедра технологий производства РЭА Московского авиационно-технологического института (зав. кафедрой д-р техн. наук, проф. В. Н. Черняев); кафедра теоретических основ радиотехники Киевского политехнического института (зав. кафедрой д-р техн. наук, проф. Я. К. Трохименко).

**Микроэлектронные устройства СВЧ: Учеб. пособие для радиотехнических специальностей вузов/Г. И. Веселов, Е. Н. Егоров, Ю. Н. Алехин и др.; Под ред. Г. И. Веселова.** — М.: Высш. шк., 1988. — 280 с.: ил.

ISBN 5—06—001170—4

Рассмотрены элементы и узлы микросхем СВЧ, получившие широкое распространение в современной микроэлектронике СВЧ.

Анализируются полосковые линии передачи и пассивные устройства на их основе, технические особенности и конструкции узлов приемных и передающих устройств (диодных автогенераторов, транзисторных усилителей мощности, малошумящих параметрических и транзисторных усилителей, диодных преобразователей частоты). Даны описание и основные методы расчета микрополосковых антенн и активных фазированных антенных решеток.

**М 2402020000(4309000000)—511 144—88  
001(01)—88**

**ББК 32.844.1  
6Ф0.3**

**Учебное издание**

Веселов Геннадий Иванович, Егоров Евгений Николаевич,  
Алехин Юрий Николаевич, Воронина Галина Георгиевна,  
Романюк Виталий Александрович, Разевиг Всеволод Данилович,  
Чаплин Анатолий Федорович, Шеремет Михаил Васильевич

**МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ**

Заведующий редакцией В. И. Трефилов. Редактор Е. В. Вязова. Младшие редакторы С. А. Пацева, В. И. Пащенкова. Художественный редактор Т. М. Скворцова. Художник В. В. Гарбузов. Технический редактор Е. И. Герасимова. Корректор В. В. Кожуткина.  
ИБ № 6841

Изд. № ЭР-450. Сдано в набор 14.04.88. Подп. в печать 30.09.88. Т-15637. Формат 60×88<sup>1/16</sup>.  
Бум. офсет. № 2. Гарнитура литературная. Печать офсетная. Объем 17,15 усл. печ. л.  
17,15 усл. кр.-отт. 16,91 уч.-изд. л. Тираж 30 000 экз. Зак. № 262. Цена 90 к.

Издательство «Высшая школа», 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14.

Московская типография № 8 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли, 101898, Москва, Центр, Хохловский пер., 7.

ISBN 5—06—001170—4

© Издательство «Высшая школа», 1988

**ПРЕДИСЛОВИЕ**

Широкое внедрение в промышленность микроэлектронных устройств СВЧ обусловлено развитием теории и технологии изготовления планарных интегральных схем. Разработка линий передачи различных типов в интегральном исполнении позволила создать миниатюрные пассивные базовые элементы для устройств СВЧ с хорошей воспроизводимостью параметров при групповых методах изготовления. Достижения в области микроэлектроники СВЧ были бы невозможны без успешного развития полупроводниковой электроники, что позволило разработать принципиально новые приборы диапазона СВЧ—переключательные и лавинно-пролетные диоды, диоды Ганна, полевые транзисторы СВЧ с затвором Шотки и др.

На основе микрополосковых линий передач, сосредоточенных *R*, *L*- и *C*-элементов и набора различных полупроводниковых приборов СВЧ разработаны практически все функциональные узлы и устройства, имеющие аналоги в традиционной «дискретной» радиоэлектронике. Ведутся интенсивные работы по созданию устройств на интегральных схемах СВЧ для бортовой радиотехнической аппаратуры—приемно-передающих модулей РЛС, аппаратуры управления и связи, радиотехнических систем с активными фазированными антennыми решетками (АФАР) и др. Уменьшение числа разъемных соединений между отдельными функциональными узлами при конструировании микроэлектронных блоков СВЧ позволяет значительно снизить массу и габариты аппаратуры, повысить ее надежность.

Перспективы развития малогабаритной моноблочной радиоэлектронной аппаратуры во многом связаны с развитием АФАР. Действительно, если считать, что при увеличении объема производства снижается стоимость изделий, то именно АФАР являются идеальной сферой применения микроэлектронных устройств СВЧ. При этом речь идет о проектировании не только АФАР, в которых используются приемно-передающие модули. Успехи в разработке диодных фазовращателей в интегральном исполнении обеспечивают их широкое применение и в пассивных антенных решетках.

Особенностью проектирования микроэлектронных устройств СВЧ является сочетание упрощенных методов расчета, применяемых на этапе предварительной проработки технического предложения, с методами автоматизированного проектирования. Эти методы позволяют провести строгий анализ работы устройств и

оптимизировать их характеристики. Важнейшую роль при этом играют системы автоматизированного проектирования (САПР), с помощью которых автоматизируется весь процесс проектирования, вплоть до выдачи технической документации.

В предлагаемом учебном пособии изложены принципы работы и методы расчета пассивных и активных микроэлектронных устройств СВЧ, описаны их типичные конструкции. Оно поможет студентам при самостоятельном освоении методов проектирования функциональных узлов микроэлектронных устройств СВЧ и принятии конкретных технических решений. Материал учебного пособия будет полезен при изучении курсов «Антенны и устройства СВЧ», «Радиоприемные устройства», «Радиопередающие устройства», «Математическое обеспечение систем автоматизированного проектирования устройств СВЧ».

Пособие состоит из трех частей. В ч. I (гл. 1—4), посвященной пассивным микроэлектронным устройствам СВЧ, излагаются вопросы теории микрополосковых структур. Анализируются планарные линии передачи и пассивные устройства на их основе: делители мощности, направленные ответвители, фильтры, устройства управления амплитудой и фазой сигнала, резонаторы, устройства возбуждения. Часть II (гл. 5—10) посвящена активным микроэлектронным устройствам СВЧ, применяемым в приемно-передающей аппаратуре. Рассмотрены механизмы работы и методы проектирования диодных автогенераторов и усилителей мощности на полевых транзисторах, малошумящих полупроводниковых параметрических и транзисторных усилителей и диодных преобразователей частоты. Антенны СВЧ в интегральном исполнении рассмотрены в ч. III (гл. 11—12). Уделено внимание методам анализа и оптимизации характеристик пассивных и активных микроэлектронных устройств СВЧ с помощью ЭВМ.

Научное редактирование книги выполнено лауреатом Государственной премии СССР, д-ром техн. наук, проф. Геннадием Ивановичем Веселовым, заведовавшим кафедрой схемотехники Московского института электронной техники с 1971 по 1986 гг. В пособии нашли отражение результаты научных исследований и методических разработок Г. И. Веселова, его сотрудников, а также преподавателей Московского энергетического и Львовского политехнического институтов. Кроме того, в книгу включены материалы ряда научных публикаций и учебных пособий, важнейшие из которых приведены в списке литературы.

Главы 1—4 написаны Г. И. Веселовым, Ю. Н. Алехиным и М. В. Шереметом, гл. 5—7 — В. А. Романюком, гл. 8 и 10 — В. Д. Разевигом, гл. 9 — Г. Г. Ворониной, гл. 11 — А. Ф. Чаплиным, гл. 12 — Е. Н. Егоровым, заключение — Г. И. Веселовым.

Авторский коллектив выражает глубокую благодарность кандидатам технических наук В. П. Романову, Е. С. Слесареву,

Е. М. Ящишину, а также В. А. Благовещенскому, В. В. Литвиновичу, А. Б. Миронову, М. А. Николаеву, любезно предоставленные материалы, использованные при написании книги.

Авторы признательны рецензентам рукописи — д-ру техн. наук, проф. М. Е. Ильченко и канд. техн. наук, доц. К. А. Смогилеву за полезные советы и замечания, учтенные при работе над книгой.

Отзывы на книгу просим направлять по адресу: 101430, Москва, ГСП-4, Наглинная ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

Авторы

# ЧАСТЬ I

## ПАССИВНЫЕ МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

### ГЛАВА 1

#### ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ СВЧ

##### § 1.1. Микрополосковая линия

**Общие замечания.** В настоящее время в микроэлектронике СВЧ широкое применение получили интегральные схемы. Основу таких схем составляют, как правило, отрезки *микрополосковых линий* (МПЛ) в виде тонких слоев металла, нанесенных на листы диэлектрика (подложки) с диэлектрической проницаемостью 10 и более. (На практике в МПЛ применяют подложки и с меньшей диэлектрической проницаемостью, например из плавленого кварца ( $\epsilon=3,78$ )). Наиболее распространены экранированные несимметричные МПЛ (рис. 1.1). МПЛ используются во всем диапазоне СВЧ. По сравнению с полыми волноводами МПЛ обладают рядом недостатков — имеют более высокие логонные потери и сравнительно низкую передаваемую мощность (средняя мощность — десятки ватт, импульсная — единицы киловатт). Кроме того, открытые МПЛ излучают энергию в пространство, из-за чего могут возникать нежелательные электромагнитные связи.

Но МПЛ обладают и важными достоинствами. Они имеют малые габариты и массу, дешевы в изготовлении, технологичны и удобны для массового производства методами интегральной технологии, что позволяет реализовать на пластине из металлизированного с одной стороны диэлектрика целые узлы и функциональные модули в микрополосковом исполнении.

До последнего времени анализ и расчет параметров МПЛ проводились в квазистатическом приближении, т. е. в предположении, что в МПЛ распространяется лишь Т-волна. Такое приближение позволяет получить удовлетворительные результаты только в наиболее длинноволновой части диапазона СВЧ, когда длина волны значительно превышает поперечные размеры линии. С повышением частоты, по мере продвижения в область сантиметровых волн и освоения миллиметровых волн, квазистатический метод дает все большую погрешность. Это связано с тем, что не учитываются дисперсионность линии (зависимость параметров от частоты) и наличие в ней волн высших типов. По-

этому для строгого анализа и расчета параметров МПЛ, удовлетворяющих потребностям практики, необходимо использовать *электродинамический подход и математические модели*, адекватно отражающие физические процессы в реальной МПЛ.

**Элементарная ячейка.** Постановка задачи. Микрополосковую линию, как и любую планарную структуру, можно представить

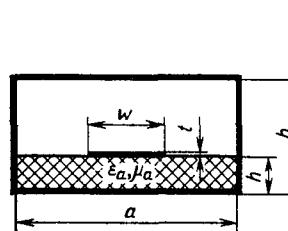


Рис. 1.1. Поперечное сечение экранированной несимметричной МПЛ

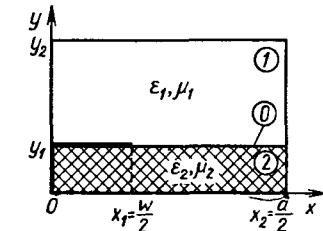


Рис. 1.2. Поперечное сечение элементарной ячейки планарной структуры

в виде сочетания элементарных (или ключевых) ячеек (рис. 1.2). Легко видеть, что реальная линия (см. рис. 1.1) может быть составлена из двух элементарных ячеек. Объединение ячеек в данном случае эквивалентно размещению в плоскости  $x=0$  электрической или магнитной стенки в зависимости от того, волна какого типа нас интересует. Таким образом, накладывая на границах элементарной ячейки те или иные *граничные условия*, можно получать модели различных полосковых структур с определенными типами волн.

Будем считать, что полосковый проводник обладает идеальной проводимостью, а толщина его равна нулю. Абсолютные проницаемости сред, между которыми он размещен, равны  $\epsilon_{a1}$ ,  $\mu_{a1}$  и  $\epsilon_{a2}$ ,  $\mu_{a2}$  соответственно. Закон изменения составляющих электромагнитных полей собственных волн от времени  $t$  и продольной координаты  $z$  предполагается в форме  $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ , где  $\beta$  — подлежащая определению фазовая постоянная собственной волны МПЛ;  $\omega$  — круговая частота;  $j$  — мнимая единица.

Решение задачи сводится к интегрированию уравнения Гельмгольца для каждой из частичных областей, входящих в рассматриваемую ячейку:

$$\Delta_T U + k_{cj}^2 U = 0, \quad (1.1)$$

где  $U = E_z$  или  $H_z$  — продольные составляющие напряженности электрического или магнитного поля;  $\Delta_T$  — поперечный оператор Лапласа;  $k_{cj}^2 = k_0^2 \epsilon_j \mu_j - \beta^2$  ( $j = 1, 2, \dots$ );  $k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$ ;  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  — проницаемости вакуума ( $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ ;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ );  $\epsilon_j$ ,  $\mu_j$  — относительные проницаемости сред.

Поля собственных волн должны удовлетворять *граничным условиям*: касательная составляющая  $E_r = 0$  на электрических

стенках; касательная составляющая  $H_r=0$  на магнитных стенах; условиям непрерывности касательных составляющих на границах раздела сред; условиям Мейкснера на ребрах полоскового проводника.

**Условия на концах отрезка.** Ребро полоскового проводника представляет собой геометрическую сингулярность. Электромагнитное поле имеет здесь особенность. Вычислительные алгоритмы, учитывающие эту особенность, обладают высокой эффективностью и быстрой сходимостью. Учет особенностей обеспечивается путем использования специальных базисов для представления полей или токов на границах областей, имеющих точки геометрической сингулярности. Эти базисы представляют собой полные системы функций, каждая из которых удовлетворяет двум условиям:

- 1) условию Мейкснера на том конце отрезка проводника, где электромагнитное поле имеет особенность;
- 2) требуемому граничному условию на другом его конце, где нет особенности.

Условия Мейкснера в точке геометрической сингулярности (точка  $O$  на рис. 1.3) заключаются в том, что каждая функция  $\varphi_n(x)$  системы функций  $\{\varphi_n\}$  при  $x \rightarrow 0$  должна иметь определенный порядок роста или убывания. При учете только верхней границы порядка сингулярности поля вблизи ребра условия Мейкснера имеют вид

$$\varphi(x)=0 \quad (x=a_0) \text{ при } x \rightarrow 0, \quad (1.2)$$

где  $a_0=\tau_0-1$  для  $E_x$  и  $H_x$ ;  $a_0=\tau_0$  для  $E_z$  и  $H_z$ ;  $\tau_0$  — наименьший положительный корень характеристического уравнения, методы составления и решения которого рассмотрены в статье Г. И. Веселова, Н. И. Платонова, Е. С. Слесарева (Радиотехника. Т. 35. 1980. № 4). При учете других положительных корней характеристического уравнения алгоритм сходится быстрее.

В нашем случае (см. рис. 1.2) особенность представляет ребро бесконечно тонкого проводника, лежащего в плоскости раздела двух сред ( $\theta_1=\theta_2=0$  на рис. 1.3). При этом для  $x=0$   $\tau_n=1/2+n$ , где  $n=0, 1, 2, \dots$

На втором конце отрезка  $[0, 1]$  в точке  $x=1$  граничные условия для разных составляющих полей будут различными. Так, в базисе  $\{\Psi_n\}$ , используемом для разложения  $E_z$ , каждая функция в точке  $x=1$  должна быть равна нулю. При выборе базиса  $\{\varphi_n\}$  для разложения  $E_x$  в точке  $x=1$  необходимо обеспечить равенство нулю первых производных функций. Таким образом, для улучшения сходимости алгоритма и повышения его устой-

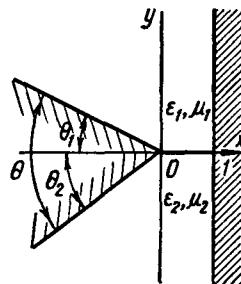


Рис. 1.3. К условиям Мейкснера на ребре

чивости на базисы  $\{\Psi_n\}$  и  $\{\varphi_n\}$  накладывают условие их согласованности, вытекающее из соотношения между  $E_z$  и  $E_x$ :

$$\varphi_n(x)=Ad\Psi_n(x)/dx. \quad (1.3)$$

Примером таких базисов, обеспечивающих достаточно хорошую сходимость и устойчивость алгоритма, являются полиномы Чебышева первого и второго рода:

$$\varphi_n(x)=\frac{1}{\sqrt{1-u^2}} T_{2n}(u), \quad \Psi_n(x)=\sqrt{1-u^2} U_{2n+1}(u), \quad (1.4)$$

где  $u=1-x$ ;  $T_{2n}(u)$  — полином Чебышева первого рода порядка  $2n$ ;  $U_{2n+1}(u)$  — полином Чебышева второго рода порядка  $2n+1$ .

**Дисперсионное уравнение экранированной МПЛ.** При решении задачи воспользуемся методом частичных областей. В соответствии с этим методом разобьем элементарную ячейку (см. рис. 1.2) на две области: 1)  $0 \leq y \leq y_1$ ;  $0 \leq x \leq a/2$ ; 2)  $y_1 < y \leq y_2$ ;  $0 \leq x \leq a/2$ . Полосковый проводник нулевой толщины расположен на границе раздела областей.

Продольные составляющие полей собственных типов волн в областях 1 и 2 будем отыскивать в виде рядов, почленно удовлетворяющих уравнению (1.1) и граничным условиям на поверхностях, ограничивающих ячейку:

$$E_{zj}=\sum_m A_{jm} X e_m(x) Y e_{jm}(y), \quad (1.5)$$

$$H_{zj}=\sum_m B_{jm} X h_m(x) Y h_{jm}(y),$$

где  $A_{jm}, B_{jm}$  — неизвестные коэффициенты;  $j=1, 2$  — номер частичной области. В общем случае эти области могут быть многослойными. От числа слоев в каждой области и их параметров зависит вид функций  $X e_m(x)$ ,  $X h_m(x)$ ,  $Y e_{jm}(y)$ ,  $Y h_{jm}(y)$ . В простейшем случае однослойных областей

$$X e_m(x)=\frac{\cos(k_{xm}x)}{\sin}, \quad X h_m(x)=\frac{\sin(k_{xm}x)}{\cos},$$

$$Y e_{jm}(y)=\frac{\cos[k_{ym}(y-b_j)]}{\sin}, \quad Y h_{jm}(y)=\frac{\sin[k_{ym}(y-b_j)]}{\cos}, \quad (1.6)$$

где  $k_{xm}=m\pi/a$ ;  $k_{ym}^2=k_{cj}^2-k_{xm}^2$ ;  $b_1=0$ ;  $b_2=y_2$ ;  $k_{cj}^2=\omega^2\epsilon_a/\mu_a - \beta^2$ .

В выражениях для  $X e_m$  и  $X h_m$  нижние строки берутся в случае расположения в плоскости  $x=0$  электрической стенки, а верхние — в случае магнитной стенки. Если в плоскости  $x=a/2$  находится электрическая стенка, то  $m$  берется четным, а если магнитная — нечетным. Аналогично, в выражениях для  $Y e_{jm}$  и  $Y h_{jm}$  нижние строки берутся в случае расположения в плоско-

стях  $y=0$  и  $y=y_2$  электрических стенок, а верхние — в случае магнитных стенок.

Поперечные составляющие полей легко определяются через продольные с помощью уравнений:

$$\begin{aligned} E_{xj} &= -\frac{j}{k_{cj}^2} \left( \beta \frac{\partial E_{zj}}{\partial x} + \omega \mu_{aj} \frac{\partial H_{zj}}{\partial y} \right), \\ E_{uj} &= -\frac{j}{k_{cj}^2} \left( \beta \frac{\partial E_{zj}}{\partial y} - \omega \mu_{aj} \frac{\partial H_{zj}}{\partial x} \right), \\ H_{xj} &= -\frac{j}{k_{cj}^2} \left( \beta \frac{\partial H_{zj}}{\partial x} - \omega \epsilon_{aj} \frac{\partial E_{zj}}{\partial y} \right), \\ H_{uj} &= -\frac{j}{k_{cj}^2} \left( \beta \frac{\partial H_{zj}}{\partial y} + \omega \epsilon_{aj} \frac{\partial E_{zj}}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Границу раздела между областями 1 и 2 будем рассматривать как вырожденную частичную область ( $y=y_1; 0 \leq x \leq a/2$ ), присвоив ей номер 0. Часть этой области, свободную от полоскового проводника, будем называть окном связи ( $y=y_1; w/2 \leq x \leq a/2$ ).

Существует несколько вариантов решения поставленной задачи.

1. Используется разложение касательных составляющих полей на окне связи по указанным базисам. Границные условия в плоскости  $y=y_1$  в этом случае имеют вид:

$$E_{z1}=E_{z2}=\begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq x \leq w/2, \\ E_{z0} & \text{при } w/2 \leq x \leq a/2; \end{cases} \quad (1.8)$$

$$H_{z1}=H_{z2}=H_{z0} \quad \text{при } w/2 \leq x \leq a/2; \quad (1.9)$$

$$E_{x1}=E_{x2}=\begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq x \leq w/2, \\ E_{x0} & \text{при } w/2 \leq x \leq a/2; \end{cases} \quad (1.10)$$

$$H_{x1}=H_{x2}=H_{x0} \quad \text{при } w/2 \leq x \leq a/2. \quad (1.11)$$

2. Применяется разложение продольного и поперечного токов проводимости на полосковом проводнике по аналогичным базисам. Система граничных условий в плоскости  $y=y_1$  при этом может быть записана в виде

$$E_{z1}=\begin{cases} E_{z2} & \text{при } w/2 \leq x \leq a/2, \\ 0 & \text{при } 0 \leq x \leq w/2; \end{cases} \quad (1.12)$$

$$H_{z1}-H_{z2}=\begin{cases} \eta_x & \text{при } 0 \leq x \leq w/2, \\ 0 & \text{при } w/2 \leq x \leq a/2; \end{cases}$$

$$E_{x1}=\begin{cases} E_{x2} & \text{при } w/2 \leq x \leq a/2, \\ 0 & \text{при } 0 \leq x \leq w/2; \end{cases}$$

$$H_{x1}-H_{x2}=\begin{cases} \eta_z & \text{при } 0 \leq x \leq w/2, \\ 0 & \text{при } w/2 \leq x \leq a/2, \end{cases} \quad (1.12)$$

где  $\eta_x$  и  $\eta_z$  — плотность поперечного и продольного поверхностного токов проводимости.

3. В ряде случаев используют комбинацию вариантов 1 и 2.

Рассмотрим подробнее вариант 1 решения задачи. Представим касательные составляющие полей на окне связи в виде рядов, почленно удовлетворяющих требуемым граничным условиям на концах интервала  $(w/2, a/2)$ :

$$\begin{aligned} E_{x0}(x) &= \sum_{n=0}^{\infty} C_n \varphi_{en}(x), \quad E_{z0}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} D_n \Psi_{en}(x), \\ H_{x0}(x) &= \sum_{k=0}^{\infty} F_k \varphi_{hk}(x), \quad H_{z0}(x) = \sum_{k=0}^{\infty} G_k \Psi_{hk}(x), \end{aligned} \quad (1.13)$$

где  $C_n, D_n, F_k, G_k$  — неизвестные амплитудные коэффициенты;  $\{\varphi_{en}\}, \{\Psi_{en}\}, \{\varphi_{hk}\}, \{\Psi_{hk}\}$  — полные системы функций, учитывающие свойства искомых полей на интервале  $w/2 \leq x \leq a/2$ .

Подставляя выражения для полей (1.6), (1.7) и (1.13) в граничные условия (1.8)–(1.11) и используя свойство ортогональности собственных функций областей 1 и 2 на интервале  $0 \leq x \leq a/2$ , а также свойство ортогональности полиномов Чебышева на окне связи, легко получить систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно амплитудных коэффициентов в представлении полей:

$$A_{1m} Y e_{1m}(y_1) = A_{2n} Y e_{2m}(y_1),$$

$$A_{1m} Y e_{1m}(y_1) = \sum_{n=0}^{\infty} a_{mn} D_n;$$

$$\sum_m B_{1m} Y h_{1m}(y_1) b_{km} = \sum_m B_{2m} Y h_{2m}(y_1) b_{km},$$

$$-\frac{1}{k_{c1}^2} [A_{1m} \beta e_m Y e_{1m}(y_1) + B_{1m} \omega \mu_0 \mu_1 Y h'_{1m}(y_1)] =$$

$$-\frac{1}{k_{c2}^2} [A_{2m} \beta e_m Y e_{2m}(y_1) + B_{2m} \omega \mu_0 \mu_2 Y h'_{2m}(y_1)],$$

$$-\frac{1}{k_{c1}^2} [A_{1m} \beta e_m Y e_{1m}(y_1) + B_{1m} \omega \mu_0 \mu_1 Y h'_{1m}(y_1)] = \sum_{n=0}^{\infty} \zeta_{mn} C_n,$$

$$-\frac{1}{k_{c1}^2} \sum_m [A_{1m} \omega \epsilon_0 \epsilon_1 Y e'_{1m}(y_1) - B_{1m} \beta h_m Y h_{1m}(y_1)] a_{km} =$$

$$-\frac{1}{k_{c2}^2} \sum_m [A_{2m} \omega \epsilon_0 \epsilon_2 Y e'_{2m}(y_1) - B_{2m} \beta h_m Y h_{2m}(y_1)] a_{km}, \quad (1.14)$$

где

$$\begin{aligned}
 a_{mn} &= -\frac{1}{N_{em}} \int_{w/2}^{a/2} X e_m(x) \Psi_{en}(x) dx; \\
 N_{em} &= \int_0^{a/2} X e_m^2(x) dx; \\
 b_{km} &= -\frac{1}{N_{\Psi_{hk}}} \int_{w/2}^{a/2} W_{\Psi_h}(x) \Psi_{hk}(x) X h_m(x) dx; \\
 N_{\Psi_{hk}} &= \int_{w/2}^{a/2} W_{\Psi_h}(x) \Psi_{hk}^2(x) dx; \\
 \zeta_{mn} &= -\frac{1}{N_{hm}} \int_{w/2}^{a/2} X h_m(x) \varphi_{en}(x) dx; \\
 N_{hm} &= \int_0^{a/2} X h_m^2(x) dx; \quad e_m = \frac{X e_m'(x)}{X h_m(x)}; \quad e_0 = 0, \\
 h_m &= \frac{X h_m'(x)}{X e_m(x)}, \quad h_0 = 0; \\
 a_{km} &= \frac{1}{N_{\varphi_{hk}}} \int_{w/2}^{a/2} W_{\varphi_h}(x) \varphi_{hk}(x) X e_m(x) dx; \\
 N_{\varphi_{hk}} &= \int_{w/2}^{a/2} W_{\varphi_h}(x) \varphi_{hk}^2(x) dx; \tag{1.15}
 \end{aligned}$$

где  $W(x)$  — весовые функции соответствующих базисов.

Исключая из системы (1.14) коэффициенты  $A_{jm}$  и  $B_{jm}$ , получим СЛАУ относительно коэффициентов разложения касательных составляющих электрического поля на окие связи:

$$\begin{aligned}
 \sum_{n=0}^{\infty} c_{kn} \bar{C}_n + \sum_{n=0}^{\infty} d_{kn} D_n &= 0; \\
 \sum_{n=0}^{\infty} c'_{kn} \bar{C}_n + \sum_{n=0}^{\infty} d'_{kn} D_n &= 0, \tag{1.16}
 \end{aligned}$$

где  $k = 1, 2, 3, \dots$ ;  $\bar{C}_n = j C_n$ ;

$$c_{kn} = \frac{1}{k_0} \sum_m \zeta_{mn} b_{km} \sum_{j=1}^2 (-1)^j \frac{k_{cj}^2}{\mu_j} \frac{Y h_{jm}(y_1)}{Y h'_{jm}(y_1)};$$

$$\begin{aligned}
 d_{kn} &= \frac{\beta}{k_0} \sum_m h_m a_{mn} b_{km} \sum_{j=1}^2 \frac{(-1)^j}{\mu_j} \frac{Y h_{jm}(y_1)}{Y h'_{jm}(y_1)}; \\
 c'_{kn} &= \frac{\beta}{k_0} \sum_m e_m \zeta_{mn} a_{km} \sum_{j=1}^2 \frac{(-1)^j}{\mu_j} \frac{Y h_{jm}(y_1)}{Y h'_{jm}(y_1)}; \\
 d'_{kn} &= \frac{1}{k_0} \sum_m a_{mn} a_{km} \sum_{j=1}^2 \frac{(-1)^j \chi_{jm}^2}{\mu_j k_{ym}^2} \frac{Y e'_{jm}(y_1)}{Y e_{jm}(y_1)}; \\
 \chi_{jm}^2 &= k_0^2 \epsilon_j \mu_j - k_x^2 m. \tag{1.17}
 \end{aligned}$$

Чтобы однородная бесконечная СЛАУ (1.16) имела нетривиальное решение, необходимо, чтобы ее определитель равнялся нулю. Отсюда получаем трансцендентное дисперсионное уравнение относительно фазовых постоянных собственных типов волн:

$$\det \begin{bmatrix} c_{kn} & d_{kn} \\ c'_{kn} & d'_{kn} \end{bmatrix} = 0. \tag{1.18}$$

Решение уравнения (1.18) осуществляется на ЭВМ методом *редукции*, т. е. путем замены бесконечного определителя определителем конечного порядка. Иными словами, в блочной матрице (1.18) берется конечное число элементов:  $n=0, 1, 2, \dots, N$ ;  $k=0, 1, 2, \dots, K$ . Это означает, что в разложениях (1.13) берется конечное число членов. Чтобы редуцированная СЛАУ, полученная из бесконечной СЛАУ (1.16), была совместной, необходимо взять  $k=N$ .

Аналогично составляются СЛАУ и дисперсионные уравнения и при других способах решения поставленной задачи.

**Составляющие полей в МПЛ.** Для получения искомых выражений применяется следующий подход. Сначала с требуемой точностью решается уравнение (1.18) и находится постоянная распространения  $\beta$  требуемого типа волны. Найденное значение  $\beta$  подставляется в систему (1.16) и определяются коэффициенты  $C_n$  и  $D_n$  с точностью до произвольного постоянного множителя  $A$ . Затем коэффициенты  $A_{jm}$  и  $B_{jm}$  системы (1.14) выражаются через известные коэффициенты  $C_n$  и  $D_n$  и подставляются в разложение (1.5). В результате получаются следующие выражения для составляющих полей в экранированной МПЛ:

$$\begin{aligned}
 E_{zj}(x, y) &= A \sum_m X e_m(x) \frac{Y e_{jm}(y)}{Y e_{jm}(y_1)} \sum_{n=1}^N a_{mn} d_n, \\
 H_{zj}(x, y) &= \frac{A}{k_0 \rho_0 \mu_j} \sum_m X h_m(x) \frac{Y h_{jm}(y)}{Y h_{jm}(y_1)} \alpha_{mnj} k_{cj}^2,
 \end{aligned}$$

$$E_{xj}(x, y) = -\frac{1}{2}A \sum_m X h_m(x) \left[ \frac{\beta e_m}{k_{cj}^2} \frac{Y e_{jm}(y)}{Y e_{jm}(y_1)} \sum_{n=1}^N a_{mn} d_n + \right. \\ \left. + \frac{Y h'_{jm}(y)}{Y h'_{jm}(y_1)} \chi_{mnj} \right],$$

$$H_{xj}(x, y) = \frac{1}{k_0 \rho_0 \mu_j} \sum_m X e_m(x) \left[ \left( \frac{k_0}{k_{cj}} \right)^2 \epsilon_j \mu_j \frac{Y e'_{jm}(y)}{Y e_{jm}(y_1)} \sum_{n=1}^N a_{mn} d_n - \right. \\ \left. - \beta h_m \frac{Y h_{jm}(y)}{Y h'_{jm}(y_1)} \chi_{mnj} \right],$$

$$E_{yj}(x, y) = -\frac{1}{2}A \sum_m X e_m(x) \left[ \frac{\beta}{k_{cj}^2} \frac{Y e'_{jm}(y)}{Y e_{jm}(y_1)} \sum_{n=1}^N a_{mn} d_n - \right. \\ \left. - h_m \frac{Y h_{jm}(y)}{Y h'_{jm}(y_1)} \chi_{mnj} \right],$$

$$H_{yj}(x, y) = -\frac{1}{k_0 \rho_0 \mu_j} \sum_m X h_m(x) \times \\ \times \left[ \left( \frac{k_0}{k_{cj}} \right)^2 e_m \epsilon_j \mu_j \frac{Y e_{jm}(y)}{Y e_{jm}(y_1)} \sum_{n=1}^N a_{mn} d_n + \beta \frac{Y h'_{jm}(y)}{Y h'_{jm}(y_1)} \chi_{mnj} \right], \quad (1.19)$$

где  $A c_n = C_n$ ;  $A d_n = D_n$ ;  $\chi_{mnj} = \sum_{n=1}^N \zeta_{mn} c_n - \frac{\beta e_m}{k_{cj}^2} \sum_{n=1}^N a_{mn} d_n$ ;

$$\rho_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi \text{ Ом} —$$

волновое сопротивление вакуума;  $N$  — номер приближения (число членов в редуцированных рядах).

Постоянную  $A$  можно определить из условия нормировки собственных функций. Например, можно использовать для этого нормировку к единице среднего потока мощности через поперечное сечение линии:

$$\left| \sum_{j=1}^2 \iint (E_{xj} H_{yj}^* - E_{yj} H_{xj}^*) dx dy \right| = 1.$$

Выражения для касательных составляющих полей на окне связи можно получить из формул (1.13):

$$E_{z0} = A \sum_{n=1}^N d_n \Psi_{en}(x), \quad E_{x0} = A \sum_{n=1}^N c_n \varphi_{en}(x),$$

$$H_{z0} = \frac{A}{\rho_0 \mu_j} \sum_{k=1}^K b_k \Psi_{hk}(x), \quad H_{x0} = \frac{1}{\rho_0 \mu_j} \sum_{k=1}^K f_k \varphi_{hk}(x), \quad (1.20)$$

где

$$b_k = \frac{1}{k_0} \sum_m b_{km} \frac{Y h'_{jm}(y_1)}{Y h'_{jm}(y_1)}; \\ f_k = \frac{1}{k_0} \sum_m a_{km} \left[ \frac{\chi_{jm}^2}{k_{jm}^2} \frac{Y e'_{jm}(y_1)}{Y e_{jm}(y_1)} \sum_{n=1}^N a_{mn} d_n - \right. \\ \left. - \beta h_m \frac{Y h_{jm}(y_1)}{Y h'_{jm}(y_1)} \sum_{n=1}^N \zeta_{mn} c_n \right]. \quad (1.21)$$

**Дисперсионные характеристики МПЛ. Распределение полей и токов.** В соответствии с составленным алгоритмом на ЭВМ реализована программа для расчета критических условий, дисперсионных характеристик, распределения составляющих полей и токов в МПЛ.

Рассмотрим результаты расчетов. На рис. 1.4 приведены зависимости критических частот высших четных типов волн экранированной МПЛ (ЭМПЛ) от ширины полоскового проводника. Будем классифицировать собственные волны МПЛ по типу волн двухслойного волновода с добавлением «квази» в обозначении волн, что указывает на близость полей соответствующих типов собственных волн ЭМПЛ и двухслойного волновода по структуре. Различие состоит в том, что поле собственной волны двухслойного волновода имеет пять компонентов, а в случае ЭМПЛ появляется шестой компонент, причем его доля возрастает по мере увеличения значения отношения  $w/a$ .

Как видно из рис. 1.4, при  $w/a \rightarrow 0$  волны экранированной МПЛ переходят в соответствующие типы волн двухслойного волновода, а при  $w/a \rightarrow 1$  — в типы волн нижнего (1) или верхнего (2) прямоугольных волноводов (см. рис. 1.1). Резкое уменьшение критических длин квази-LM-волн вблизи значений  $w/a = 1$  свидетельствует о концентрации

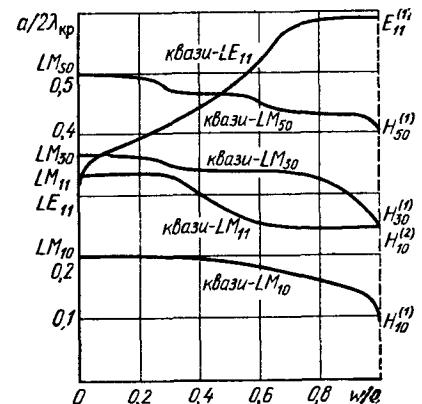
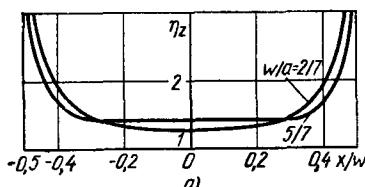


Рис. 1.4. Зависимости критических частот высших четных типов волн экранированной МПЛ от ширины полоскового проводника

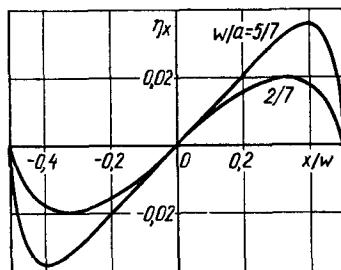
поля в зазорах между ребрами полоскового проводника и боковыми стенками. При этом критические частоты квази-ЛЕ-волн практически не изменяются. Наличие нескольких вариаций поля вдоль координаты  $x$  определяет ступенчатый характер кривых при  $t=1$ .

Расчеты показали, что влияние экрана на дисперсионные характеристики МПЛ сильно сказывается лишь при его близком расположении к полосковому проводнику. При значительном удалении экрана от полоскового проводника ( $a/w > 20$ ;  $y_2/y_1 > 20$ ) он практически не влияет на дисперсионные характеристики как основной, так и высших типов волн. Это позволяет моделировать открытые МПЛ, используя алгоритмы, полученные для экранированных структур.

На рис. 1.5 и 1.6 приведены графики распределения плотности токов на проводнике и касательных составляющих электри-



а)



б)

Рис. 1.5. Распределение плотности продольного (а) и поперечного (б) токов квази-Т-волны на проводнике МПЛ

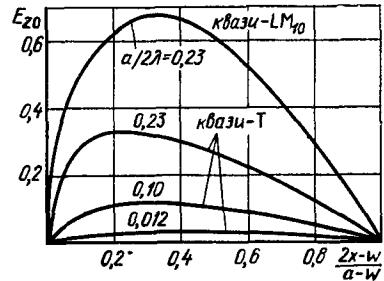
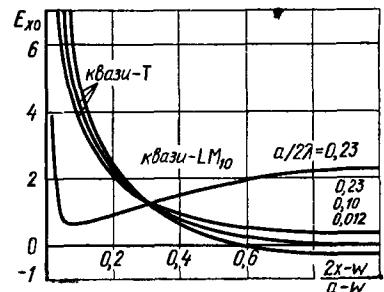


Рис. 1.6. Распределение касательных составляющих электрического поля на окне связи МПЛ

ческих полей на окне связи. Как и следовало ожидать, требуемую особенность вблизи кромки ребра полоскового проводника имеют составляющие полей  $E_{x0}$  и плотности продольного тока  $\eta_z$ .

Интересную информацию о спектре собственных типов волн ЭМПЛ дают дисперсионные характеристики, приведенные на рис. 1.7. Чтобы проследить трансформацию спектра волн при

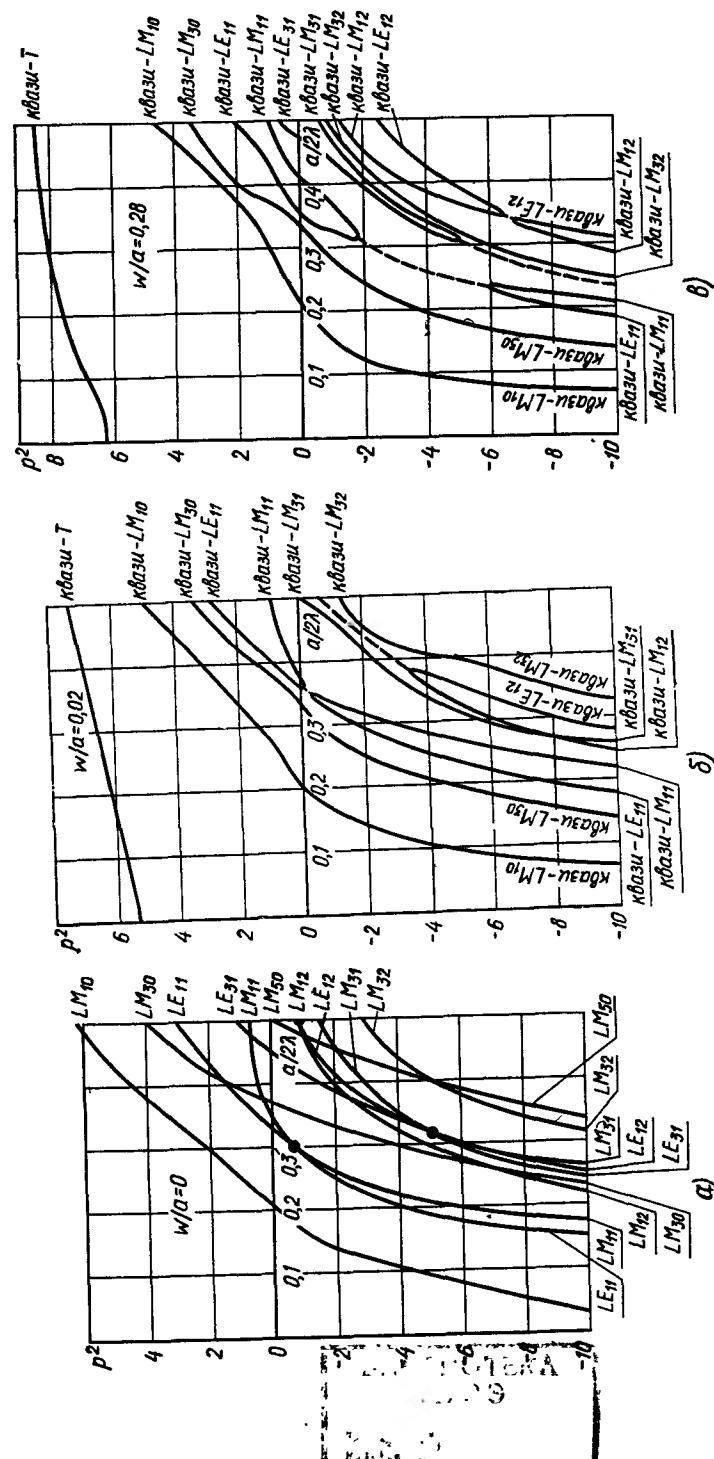


Рис. 1.7. Дисперсионные характеристики экранированной МПЛ:  
 $\epsilon_1 = 1$ ;  $\mu_1 = \mu_2 = 1$ ;  $\epsilon_2 = 9,8$ ;  $y_1/a = 20$ ;  $y_3/a = 0,5$ ,  $t = 0$

изменении ширины полоскового проводника, на рис. 1.7, а приведены дисперсионные характеристики двухслойного волновода, в который переходит исследуемая МПЛ при  $w/a \rightarrow 0$ . Из рисунка видно, что дисперсионные кривые пары волн типов LE и LM с одинаковыми индексами имеют точки касания. Это точки ветвления корней дисперсионного уравнения системы. Координаты их можно найти в явном виде:

$$p^2 = (t_1^2 - t_2^2)^{-1} \left[ t_1^2 \epsilon_1 \mu_1 - t_2^2 \epsilon_2 \mu_2 + \left( 2 \frac{m}{n} t_1 t_2 \right)^2 (\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2) \right],$$

$$\frac{a}{2\lambda} = \frac{1}{8t_1} \sqrt{\frac{(2mt_1)^2 + n^2}{\epsilon_1 \mu_1 - p_n^2}},$$

где  $t_1 = y_1/y_2$ ;  $t_2 = (y_2 - y_1)/y_2$ .

Введение полоскового проводника даже малой ширины существенно изменяет набор типов волн двухслойного волновода (рис. 1.7, б). Некоторые дисперсионные характеристики (например, квази- $LE_{11}$  и квази- $LM_{30}$ , квази- $LE_{12}$  и квази- $LM_{31}$ ) начинают сближаться в определенном частотном диапазоне. Затем при дальнейшем увеличении ширины полоскового проводника пары сближающихся дисперсионных характеристик замыкаются сами на себя, образуя разрыв между точками замыкания (штриховые линии на рис. 1.7, в). В диапазонах частот, соответствующих этим участкам, дисперсионное уравнение для «замкнувшихся» типов волн не имеет действительных корней, а комплексные корни соответствуют паре комплексно-сопряженных волн.

Дисперсионные характеристики для высших типов волн, приведенные на рис. 1.7, относятся к так называемым *экранным волнам*. При удалении полоскового проводника эти волны переходят в соответствующие волны двухслойного прямоугольного волновода. Дисперсионные кривые экраных волн слабо зависят от ширины полоскового проводника и мало отличаются от соответствующих характеристик прямоугольного волновода (за исключением участков комплексных волн). Дисперсия этих волн определяется в основном размерами экрана.

Кроме экраных в рассматриваемой структуре могут существовать так называемые *подполосочные волны*. Поля этих волн концентрируются в основном под полосковым проводником. Эти волны сильно зависят от размера полоскового проводника и исчезают при  $t \rightarrow 0$ .

Деление волн на экранные и подполосочные является условным. Волна одного и того же типа при малых  $w/a$  может быть экранной, а при больших  $w/a$  — подполосочной. Проиллюстрируем это на примере зависимости коэффициентов замедления различных типов волн от ширины полоскового проводника (рис. 1.8). На этих графиках хорошо просматривается образование подполосочных типов волн. При малых значениях  $w/a$  кривые идут

вблизи соответствующих прямых для прямоугольного волновода (штриховые прямые). Эти участки кривых соответствуют экранным волнам, существующим в линии. Подполосочные волны при малых  $w/a$  существовать не могут — слишком мала область для их концентрации. При  $w/a > 0,05$  кривые резко отходят от соответствующих прямых. Это соответствует началу концентрации волн в подполосочной области. При дальнейшем увеличении  $w/a$  рост кривых резко замедляется, наступает насыщение. При этом поле волны полностью концентрируется в подполосочной области, т. е. экранная волна полностью преобразовалась в подполосочную.

Преобразование экраных квазиволн  $LE_{11}$ ,  $LE_{21}$ ,  $LM_{01}$ ,  $LE_{31}$ ,  $LM_{21}$  в подполосочные можно проследить с помощью рис. 1.8. Это преобразование происходит при различной ширине полоскового проводника.

Так, волна  $LM_{11}$  остается экранной вплоть до  $w/a \approx 0,6$ , и лишь затем ее поле начинает концентрироваться под проводником.

Другие типы волн (рис. 1.8) преобразуются в подполосочные при значительно более узких проводниках. Так, волна  $kLE_{21}$  начинает концентрироваться в подполосочной области уже при  $w/a \geq 0,06$ . Длина волны  $\Lambda$  колебаний любого типа в МПЛ может быть легко найдена из дисперсионных характеристик (рис. 1.7) по формуле  $\Lambda = \lambda/p$ . При этом строго учитывается частотная зависимость  $\Lambda$ , весьма сильная на высоких частотах.

На низких частотах на практике широко используются формулы для расчета длины волны основной квази-Т-волны, полученные в квазистатическом приближении:

$$\Lambda = \lambda K / V \epsilon = \lambda V \epsilon_{\text{эфф}}, \quad (1.22)$$

где  $K$  — коэффициент удлинения волны;  $\epsilon_{\text{эфф}} = \epsilon / K^2$  — эффективная диэлектрическая проницаемость линии. Значение коэффициента удлинения волны определяется выражением

$$K = \begin{cases} \left[ \frac{\epsilon}{1 + 0,63(\epsilon - 1)(w/h)^{0,1255}} \right]^{1/2} & \text{при } w/h \geq 0,6, \\ \left[ \frac{\epsilon}{1 + 0,6(\epsilon - 1)(w/h)^{0,0297}} \right]^{1/2} & \text{при } w/h < 0,6. \end{cases} \quad (1.23)$$

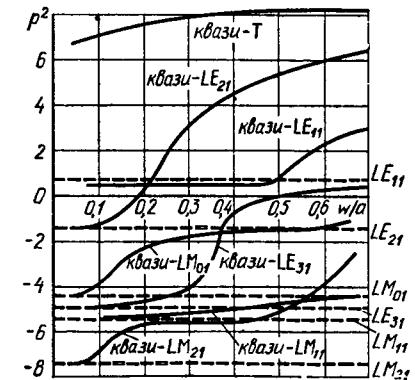


Рис. 1.8. Зависимости коэффициента замедления различных типов волн МПЛ от ширины полоски

Диапазон изменения значений  $K$ , приблизительно равный 1,1 ... 1,3, определяется параметрами  $w/h$  и  $\epsilon$ .

Эффективная проницаемость может быть вычислена по формуле

$$\epsilon_{\text{эфф}} = 1 + q(\epsilon - 1) = \frac{\epsilon + 1}{2} + \frac{\epsilon - 1}{2} \left(1 + \frac{10h}{w}\right)^{-1/2}, \quad (1.24)$$

где  $q = 0,55 \dots 0,85$  — коэффициент заполнения диэлектрика, зависящий от значений  $\epsilon$  и  $w/h$ .

Формулы (1.22) — (1.24) справедливы для открытой линии при нулевой толщине проводника. При конечной толщине проводника в приведенных формулах следует использовать его эффективную ширину:

$$w_{\text{эфф}} = w + \Delta w = w + \frac{t}{\pi} \left( \ln \frac{2h}{t} + 1 \right). \quad (1.25)$$

Значения  $\Lambda$ , определяемые по (1.22) — (1.24), совпадают со строгим расчетом  $\Lambda$  для квази-Т-волны, проведенным по формуле (1.18) при условии  $\lambda \rightarrow \infty$  и достаточном удалении экрана. Таким образом, результаты, полученные в квазистатическом приближении, являются лишь частным случаем строгого подхода.

**Волновое сопротивление МПЛ.** Применяют три способа определения волнового сопротивления МПЛ:

через амплитуду напряжения между проводником и экраном под подложкой и передаваемую мощность

$$Z_0 = U^2/(2P); \quad (1.26)$$

через отношение амплитуд напряжения и продольного тока на проводнике

$$Z_0 = U/I; \quad (1.27)$$

через амплитуду тока и передаваемую мощность

$$Z_0 = 2P/I^2. \quad (1.28)$$

Таким образом, для определения волнового сопротивления линии необходимо при ее заданных геометрических размерах и параметрах сред решить дисперсионное уравнение (1.18) и найти распределение полей и токов в соответствии с формулами (1.19), (1.20), а затем вычислить напряжение, ток и мощность, передаваемую по линии:

$$U = \int_0^{y_1} E_{y1} dy \Big|_{x=D}, \quad (1.29)$$

$$I = \int_{-w/2}^{w/2} \eta_z dx, \quad (1.30)$$

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S [E, H^*] dS, \quad (1.31)$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения МПЛ;  $E$  и  $H$  — поперечные компоненты электрического и магнитного полей соответственно.

И наконец, полученные на основании формул (1.29) — (1.31) результаты следует подставить в выражения (1.26) — (1.28).

Поскольку даже основная волна МПЛ является гибридной, волновые сопротивления, определяемые по формулам (1.26) — (1.28), имеют различные значения. На рис. 1.9 представлены частотные зависимости волнового сопротивления для квази-Т-волны МПЛ на подложке из поликорда с различной шириной проводника. С ростом частоты наблюдается все большее расхождение кривых, рассчитанных разными способами. В линии с узким проводником ( $w/h=0,4$ ) наблюдаются две области ( $a/\lambda \approx 0,12$  и  $0,88$ ), где все три значения волнового сопротивления совпадают. При  $\omega \rightarrow 0$  все три значения волнового сопротивления не только совпадают, но и стремятся к волновому сопротивлению Т-волны.

Для практических расчетов часто используют выражение для волнового сопротивления МПЛ (Ом), полученное в квазистатическом приближении:

$$Z_0 = \frac{377h}{\sqrt{\epsilon w [1 + 1,735 \epsilon^{-0,0724} (w/h)^{-0,836}]}}. \quad (1.32)$$

Точность определения  $Z_0$  по формуле (1.32) составляет 1% при  $w/h \geq 0,4$  и 3% при  $w/h < 0,4$ .

Как показали расчеты, значения волновых сопротивлений, рассчитанных по формулам (1.26) — (1.28) при  $\lambda \rightarrow \infty$ , совпадают со значениями, полученными по формуле (1.32). Это еще раз подтверждает тот факт, что квазистатическое приближение является лишь частным случаем строгого решения и имеет ограниченную область применения.

**Потери в МПЛ.** Важной характеристикой МПЛ является погонное затухание электромагнитной волны в линии. В регулярной МПЛ затухание волны определяется потерями в диэлектри-

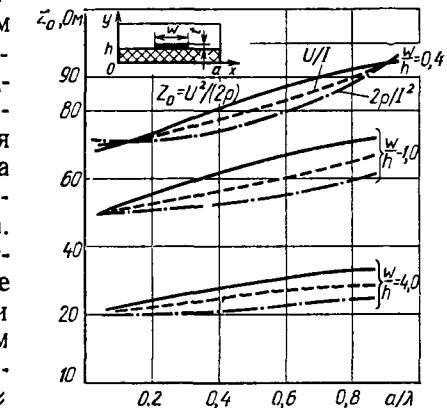


Рис. 1.9. Частотные зависимости волнового сопротивления МПЛ для квази-Т-волны

ке, металлических проводниках и на излучение. Таким образом, **постоянная затухания в линии определяется выражением**

$$\alpha = \alpha_d + \alpha_m + \alpha_i. \quad (1.33)$$

В случае открытой линии потери в диэлектрике могут быть вычислены по приближенной формуле

$$\alpha_d = 27,3 (\sqrt{\epsilon_{\text{эфф}}/\lambda}) \operatorname{tg} \delta. \quad (1.34)$$

Потери на излучение можно найти из выражения

$$\alpha_i = \frac{320}{Z_0} \left( \frac{\pi h}{\lambda^2} \right)^2. \quad (1.35)$$

Если толщина проводников МПЛ значительно превышает глубину проникновения поля в металл, то для приближенной оценки потерь в металле используют соотношение

$$\alpha_m = 8,7 R_s / (Z_0 w). \quad (1.36)$$

В формулах (1.34) — (1.36) линейные размеры берутся в метрах;  $\operatorname{tg} \delta$  — тангенс угла диэлектрических потерь;  $R_s$  и  $Z_0$  — поверхностное сопротивление металла и волновое сопротивление линии, Ом; постоянные затухания имеют размерность дБ/м.

Если МПЛ экранирована, то потери на излучение отсутствуют. Потери в диэлектрической подложке современных МПЛ с высококачественными диэлектриками также незначительны. Наибольший вклад в общие потери вносят потери в металле. На практике толщина полоскового проводника  $t$  может оказаться сравнимой с глубиной проникновения поля в материал проводника, в этом случае формула (1.36) не применима. Кроме того, формула не учитывает частотную зависимость потерь в металле, которая на практике оказывается весьма заметной. Поэтомуываем более общую формулу для потерь в проводниках.

Постоянную затухания в металле определим, исходя из относительных потерь энергии на единицу длины МПЛ:

$$\alpha_m = \frac{1}{2P} \frac{dP_n}{dz}, \quad (1.37)$$

где

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{S_1} [E, H^*] dS \quad (1.38)$$

— поток энергии через поперечное сечение МПЛ;  $P_n$  — мощность потерь.

Составляющие магнитного поля в полосковом проводнике представим как суперпозицию неодиородных плоских волн:

$$\begin{aligned} H_z(x, y) &= A(x) e^{-jky} + B(x) e^{jky}, \\ H_x(x, y) &= C(x) e^{-jky} + D(x) e^{jky}, \end{aligned} \quad (1.39)$$

где  $k = k' - jk''$  — постоянная распространения в проводнике,  $k' = k'' = \sqrt{\omega \mu_a \sigma / 2}$ ;  $A(x), B(x), C(x), D(x)$  — неизвестные амплитудные коэффициенты.

Будем считать, что составляющие полей на обеих поверхностях полоскового проводника известны и равны  $H_{x1}$  и  $H_{x2}$ . Их можно определить с достаточной точностью из формул (1.19), решив задачу о собственных волнах МПЛ без потерь с бесконечно тонким проводником. Это допустимо вдали от точки отсечки рассматриваемой волны и при  $t \ll \omega$ .

Границные условия на обеих поверхностях полоскового проводника имеют вид:

$$H_x(x, h) = H_{x1}(x) \quad \text{на нижней поверхности полоски}; \quad (1.40)$$

$$H_x(x, h+t) = H_{x2}(x) \quad \text{на верхней поверхности}.$$

Подставив (1.39) в (1.40) и решив полученную систему уравнений, определим амплитудные коэффициенты:

$$C(x) = \frac{e^{jkh}}{2j \sin kt} [H_{x1}(x) e^{jk t} - H_{x2}(x)],$$

$$D(x) = \frac{e^{-jkh}}{2j \sin kt} [H_{x2}(x) - H_{x1}(x) e^{-jk t}]. \quad (1.41)$$

Из первого уравнения Максвелла, пренебрегая током смещения, найдем продольную составляющую плотности тока проводимости

$$\eta_z = \frac{\partial H_x}{\partial y} = -j k C(x) e^{-jk t} + j k D(x) e^{jk t}. \quad (1.42)$$

Аналогично выразим и поперечную составляющую плотности тока проводимости  $\eta_x$  через составляющие магнитного поля в проводнике  $H_z$  и на его поверхностях  $H_{z1}$  и  $H_{z2}$ .

Поглощение энергии в элементарном объеме проводника выразится формулой

$$\Delta P_n = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{(\eta, \eta^*)}{\sigma} \Delta x \Delta y \Delta z, \quad (1.43)$$

а ее производная по продольной координате  $z$

$$\frac{dP_n}{dz} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{(a-w)/2}^{(a+w)/2} \int_h^{h+t} \frac{\eta \eta^*}{\sigma} dx dy, \quad (1.44)$$

где  $\eta = \eta_x i_x + \eta_z i_z$ ;  $i_x$  и  $i_z$  — единичные векторы вдоль осей  $x$  и  $z$ .

Подставив в (1.44) выражения (1.42) и (1.41), а также полученные аналогичным способом выражения для  $\eta_x$ ,  $A(x)$  и  $B(x)$  и выполнив интегрирование по  $y$ , получим уравнение для определения потерь в проводниках:

$$\begin{aligned} \frac{dP_n}{dz} &= \frac{1}{2} \frac{|k|^2}{\sigma} \int_{(a-w)/2}^{(a+w)/2} \left[ \frac{F_1}{F_3} (H_{x1}^2 + H_{x2}^2 + H_{z1}^2 + H_{z2}^2) - \right. \\ &\quad \left. - 4 \frac{F_2}{F_3} (H_{x1} H_{x2}^* - H_{z1} H_{z2}^*) \right] dx, \end{aligned} \quad (1.45)$$

где

$$F_1 = \operatorname{sh}(2k''t) + \sin(2k't);$$

$$F_2 = \cos(k't) \operatorname{sh}(k''t) + \operatorname{ch}(k''t) \sin(k't);$$

$$F_3 = 2k'' (\operatorname{ch} 2k''t - \cos 2k''t).$$

На рис. 1.10 приведены графики зависимости постоянной затухания МПЛ  $\alpha_m$  на основной волне от толщины полоскового проводника. Как видно из приведенных графиков, потери в проводнике практически не зависят от его толщины в широком диапазоне значений. При  $t > 0,06\lambda$  постоянная затухания уменьшается, но здесь уже кончается область применения рассмотренной

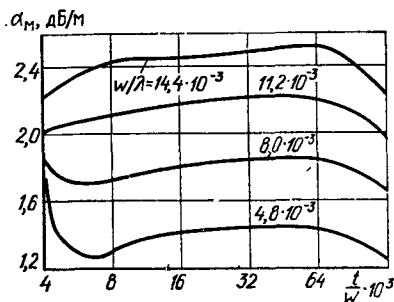


Рис. 1.10. Зависимость потерь в полосковом проводнике МПЛ от его толщины

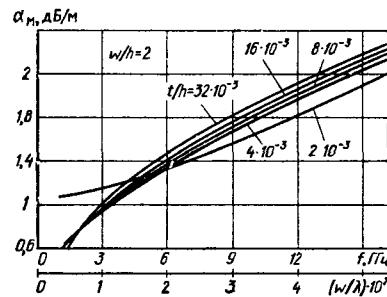


Рис. 1.11. Частотные зависимости потерь в полосковом проводнике МПЛ

модели вычисления потерь. На частоте  $w/\lambda = 4,8 \cdot 10^{-3}$  при  $t \approx 0,0065\lambda \approx 3\Delta^0$  ( $\Delta^0$  — толщина скин-слоя) наблюдается минимум затухания.

На рис. 1.11 представлены частотные зависимости постоянной затухания  $\alpha_m$  в МПЛ. Они показывают, что с ростом частоты потери в проводниках растут пропорционально  $\sqrt{f}$  и слабо зависят от толщины проводника. Когда  $t < \Delta^0$ , постоянная затухания на низких частотах стремится к постоянной величине.

## § 1.2. Щелевая и копланарная линии

**Щелевая линия (ЩЛ)** (рис. 1.12) представляет собой узкую щель в проводящем слое, нанесенном на поверхность тонкой диэлектрической подложки. Другая поверхность подложки остается свободной от покрытия.

При использовании ЩЛ энергия излучения должна быть минимальной. Это достигается применением подложек с высоким значением  $\epsilon$  ( $\epsilon > 10$ ), что приводит к значительному уменьшению длины волны  $\Lambda$  в линии.

Потери на излучение сводятся к минимуму, а поле концентрируется вблизи щели. Применение экрана исключает потери на излучение.

На рис. 1.12 показано распределение поля в ЩЛ. Электрические силовые линии направлены перпендикулярно щели. Благодаря этому создается возможность удобного и простого при-

соединения параллельно линии внешних сосредоточенных элементов (резисторов, конденсаторов, диодов и др.). В плоскости симметрии линии, проходящей через щель перпендикулярно подложке, магнитные силовые линии образуют замкнутые петли с

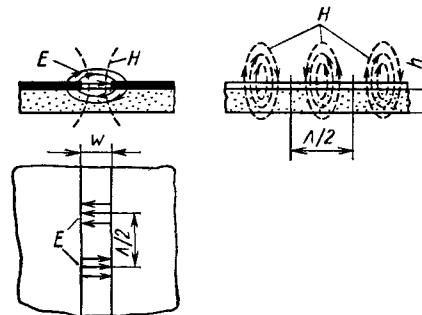


Рис. 1.12. Общий вид щелевой линии и структура поля изнешней волны

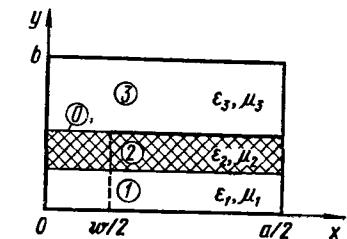


Рис. 1.13. Расчетная модель экранированной ЩЛ (поперечное сечение)

периодом в половину длины волны. Поэтому в ЩЛ имеются области эллиптической поляризации магнитного поля, что можно использовать при создании невзаимных ферритовых устройств. Важной особенностью ЩЛ является также и то, что она используется в комбинации с микрополосковой линией, нанесенной с другой стороны той же подложки, при создании объемных интегральных схем и устройств СВЧ.

При строгом электродинамическом анализе ЩЛ может быть применен тот же подход, что и в случае МПЛ, который описан подробно в предыдущем параграфе. Расчетная модель ЩЛ (рис. 1.13) представляет собой подложку (область 2) со слоем металлизации, ограниченной экраном прямоугольной формы. Наличие электрической стенки в плоскости  $x=0$  соответствует основному типу волны ЩЛ. Области 1 и 3 имеют, как правило, воздушное заполнение.

Применяя рассмотренную в § 1.1 методику к модели рис. 1.13, можно получить дисперсионное уравнение экранированной ЩЛ,

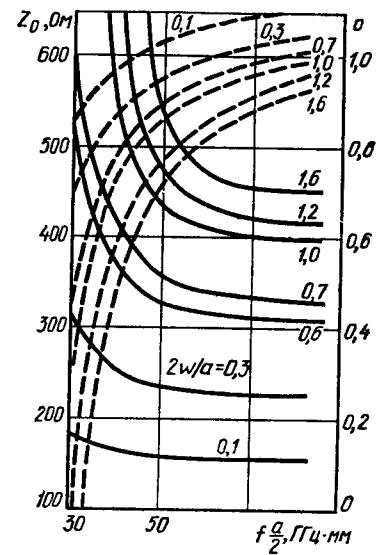


Рис. 1.14. Частотные зависимости коэффициента замедления  $p$  (—) и волнового сопротивления  $Z_0$  (—) экранированной ЩЛ

подобное соотношению (1.18), и рассчитать волновое сопротивление ЩЛ. Частотные зависимости коэффициента замедления  $r$  и волнового сопротивления  $Z_0$  для волны основного типа экранированной ЩЛ, полученные указанным методом, представлены на рис. 1.14. Как видно из рисунка, с ростом частоты наблюдается снижение волнового сопротивления и рост коэффициента замедления волны в ЩЛ. Сужение щели приводит к уменьшению  $Z_0$  и повышению  $r$ .

Практический интерес представляют сравнительные данные по характеристикам ЩЛ и МПЛ при их одинаковой геометрии и достаточном удалении экрана. На рис. 1.15 показана зависимость волнового сопротивления обеих линий от параметра  $w/h$ . Как видно из рисунка, при одинаковой геометрии линий большие значения волнового сопротивления легче реализовать в ЩЛ. Однако, как показывают расчеты, МПЛ имеют большее значение  $r$ , а их дисперсия выражена значительно слабее, чем у ЩЛ. Потери на единицу длины линий обоих типов одного порядка.

В настоящее время все более широкое применение находят несимметричные ЩЛ, позволяющие легко реализовать практически любое волновое сопротивление, проектировать схемы с двусторонней топологией, а также осуществлять переход на ли-

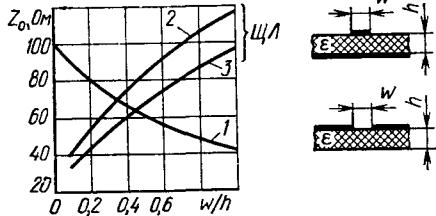


Рис. 1.15. Сравнительная оценка волновых сопротивлений МПЛ и ЩЛ для  $\epsilon=16$ :

1 — МПЛ; 2 — ЩЛ при  $f=1,7$  ГГц, 3 — ЩЛ при  $f=5,4$  ГГц

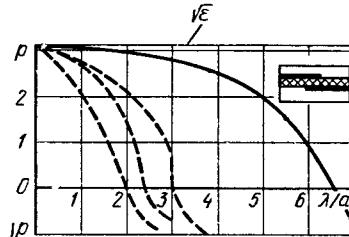


Рис. 1.16. Дисперсионные характеристики волн изящего (—) и высших (---) типов экранированной несимметричной ЩЛ

ни других типов. На рис. 1.16 приведены дисперсионные характеристики основной волны и первых трех высших типов волн несимметричной МПЛ. Как видно из графика, все типы волн обладают низкочастотной отсечкой. При  $\lambda \rightarrow 0$  дисперсионные характеристики волн всех типов стремятся к значению  $\sqrt{\epsilon}$ . Характер дисперсионных зависимостей показывает, что несимметричные ЩЛ можно отнести к линиям передачи волноводного типа. Полоса одноволнового режима ЩЛ равна аналогичной полосе прямоугольного волновода. При длинах волн за точкой отсечки постоянные распространения всех типов волн становятся мнимыми.

Копланарная линия представляет собой трехпроводную полосковую линию передачи, в которой электромагнитная волна распространяется вдоль щелей между полосковыми проводниками, расположенными в одной плоскости. Средний проводник является токонесущим, а два крайних — «заземленными» (рис. 1.17). Вся система проводников расположена на одно-

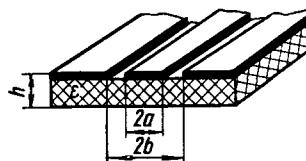


Рис. 1.17. Копланарная линия



Рис. 1.18. Экранированные копланарные линии

слойной диэлектрической подложке или на многослойной подложке из разных материалов.

Копланарную линию можно считать разновидностью ЩЛ. Как и щелевая, копланарная линия не имеет нижней частоты отсечки, и в ней используются подложки с высокой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , что обеспечивает значительное уменьшение длины волны в линии и концентрацию электромагнитного поля вблизи границы раздела диэлектрик — воздух.

На копланарной линии удобно располагать внешние сосредоточенные элементы при разработке гибридных интегральных схем. Магнитное поле на поверхности подложки эллиптически поляризовано, что позволяет создавать на линии, нанесенной на ферритовую подложку, различные невзаимные устройства. Заземленные пластины можно соединить металлической перемычкой, которая служит одновременно и экраном (рис. 1.18). Вследствие концентрации поля вблизи подложки такой экран не вносит искажений, если он удален не менее чем на расстояние  $4b$  от подложки.

Расчет экранированной копланарной линии может быть осуществлен методом частичных областей. Уравнения Гельмгольца решаются в области поперечного сечения экранированной копланарной линии. Границные условия накладываются на поля в плоскости частично металлизированной поверхности копланарной линии. Разложение полей на этой поверхности, рассматриваемой как вырожденная область, выполняется по системам базисных функций, удовлетворяющих условиям Мейкснера на кромках полосковых проводников (например, по полиномам Чебышева или по функциям Бесселя полуцелого порядка). В продольной плоскости симметрии линии располагается магнитная стенка, что позволяет решать задачу только в одной части линии, распространяя затем решение на вторую ее часть. Удовлетворяя граничным условиям на частично металлизированной

поверхности линии, можно получить дисперсионное уравнение и исследовать спектр собственных типов волн в линии.

Результаты расчета коэффициента замедления и волнового сопротивления копланарной линии приведены на рис. 1.19. Рас-

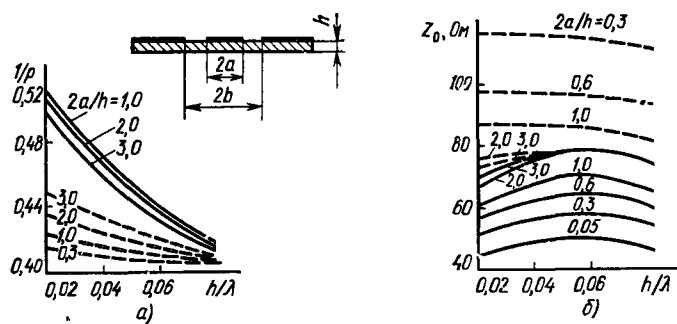


Рис. 1.19. Частотные зависимости коэффициента замедления (а) и волнового сопротивления (б) копланарной линии:  
— четный тип; - - - нечетный тип

четы показали, что в копланарной линии существуют два основных типа колебаний (четный и нечетный типы), отличающиеся распределением электромагнитного поля. В случае колебания четного типа крайние и центральный проводники находятся под разными потенциалами. При нечетном типе колебания крайние проводники имеют один потенциал, а центральный проводник — другой. Распределение электромагнитного поля в этом случае показано на рис. 1.18. Как видно из рис. 1.19, колебания четного и нечетного типов имеют разные коэффициенты замедления и волновые сопротивления. С ростом частоты наблюдается рост  $p$ , а значение  $Z_0$  изменяется мало.

### § 1.3. Связанные линии передачи

Линии передачи называют связанными, если между ними существует непрерывно распределенная по длине электромагнитная связь. Минимальное число связанных линий равно двум. Связанные линии имеют общие заземленные пластины (или экраны), вблизи которых параллельно друг другу расположены внутренние проводники.

Классифицировать связанные линии можно по следующим признакам:

- 1) по типу используемых линий (микрополосковые, щелевые, копланарные и т. д.);
- 2) по волновому сопротивлению;
- 3) по степени связи линий;
- 4) по характеру нагрузки.

**Метод расчета многопроводной связанный МПЛ.** Поперечное сечение анализируемой структуры представлено на рис. 1.20. На магнитодиэлектрической подложке 1 с параметрами  $\epsilon_1$ ,  $\mu_1$ , толщиной  $y_1$  расположено  $N$  параллельных полосовых проводников 2 нулевой толщины, шириной  $w_v$ , где  $v=1, 2, \dots, N$  — номер проводника, и произвольными расстояниями между ними. Среда над подложкой имеет параметры  $\epsilon_2$ ,  $\mu_2$ . Вся структура заключена в металлический экран 3 размерами  $x_3$  и  $y_3$ . Потерями в диэлектриках и металле пренебрегаем. Решение этой задачи сводится к интегрированию в рассматриваемых областях уравнения Гельмгольца (1.1).

В соответствии с методом частичных областей представим продольные компоненты полей в областях в виде рядов, почленено удовлетворяющих уравнению (1.1) и граничным условиям на поверхности экрана ( $j=1$  в подложке,  $j=2$  над подложкой):

$$E_{zj} = \sum_{n=1}^{\infty} A_{jn} \sin(k_{xn}x) \sin(k_{yjn}[y - (j-1)y_3]), \quad (1.46)$$

$$H_{zj} = \sum_{n=0}^{\infty} B_{jn} \cos(k_{xn}x) \cos(k_{yjn}[y - (j-1)y_3]), \quad (1.47)$$

где  $k_{xn} = n\pi/x_3$ ;  $k_{yjn} = \sqrt{k_{cj}^2 - k_{xn}^2}$ ;  $A_{jn}$ ,  $B_{jn}$  — неизвестные амплитудные коэффициенты.

На границе раздела областей при  $y=y_1$  должны выполняться:

а) условия непрерывности касательных составляющих электрического поля при  $0 \leq x \leq x_3$ ,

$$E_{z1} = E_{z2}, \quad (1.48)$$

$$E_{x1} = E_{x2}; \quad (1.49)$$

б) граничные условия для касательных составляющих магнитного поля на проводниках линии и непрерывности вне их

$$H_{z1} - H_{z2} = \begin{cases} \eta_{xv}, & x_v - w_v/2 < x < x_v + w_v/2, \\ 0 & \text{при прочих } x; \end{cases} \quad (1.50)$$

$$H_{x1} - H_{x2} = \begin{cases} \eta_{zv}, & x_v - w_v/2 < x < x_v + w_v/2, \\ 0 & \text{при прочих } x; \end{cases} \quad (1.51)$$

в) нулевые условия для касательных составляющих электрического поля на полосовых проводниках при  $x_v - w_v/2 < x < x_v + w_v/2$

$$E_{z1} = 0, \quad (1.52)$$

$$E_{x1} = 0. \quad (1.53)$$

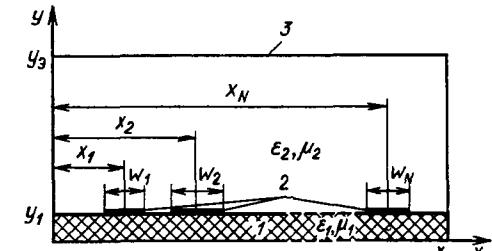


Рис. 1.20. Многопроводная связанный экран МПЛ (поперечное сечение)

Разложим составляющие  $\eta_{zv}$  и  $\eta_{xv}$  плотности тока проводимости в ряды по полиномам Чебышева первого и второго рода:

$$\eta_{zv} = \frac{1}{\sqrt{1-u^2}} \sum_{m=1}^{\infty} C_{vm} T_{m-1}(u), \quad (1.54)$$

$$\eta_{xv} = \sqrt{1-u^2} \sum_{m=1}^{\infty} D_{vm} U_{m-1}(u), \quad (1.55)$$

где  $C_{vm}$ ,  $D_{vm}$  — амплитудные коэффициенты;  $u=2(x-x_v)/w_v$  при  $x_v = -w_v/2 < x < x_v + w_v/2$ .

Такое представление токов полностью учитывает требуемую асимптотику электромагнитных полей на ребрах полосковых проводников.

Поперечные компоненты электромагнитного поля, входящие в выражения (1.48)–(1.53), находятся при подстановке (1.46) и (1.47) в соотношении (1.7).

Удовлетворяя граничным условиям (1.48)–(1.51) и используя в качестве базиса системы функций  $\begin{cases} \sin k_{xu} \\ \cos k_{xu} \end{cases}$ , ортогональных на интервале  $0 \leq x \leq x_0$ , получим четыре функциональных равенства:

$$A_{1n} \sin(k_{y1n} y_1) = A_{2n} \sin[k_{y2n}(y_1 - y_0)], \quad (1.56)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_{c1}^2} (\beta A_{1n} k_{x_n} - \omega_0 \mu_1 B_{1n} k_{y2n}) \sin(k_{y1n} y_1) = \\ = \frac{1}{k_{c2}^2} (\beta A_{2n} k_{x_n} - \omega_0 \mu_2 B_{2n} k_{y2n}) \sin[k_{y2n}(y_1 - y_0)], \end{aligned} \quad (1.57)$$

$$B_{1n} \cos k_{y1n} y_1 - B_{2n} \cos[k_{y2n}(y_1 - y_0)] = \sum_{v=1}^N \sum_{m=1}^{\infty} D_{vm} a_{mn}, \quad (1.58)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_{c1}^2} (\omega_0 \epsilon_1 A_{1n} k_{y1n} + \beta B_{1n} k_{x_n}) \cos(k_{y1n} y_1) - \\ - \frac{1}{k_{c2}^2} (\omega_0 \epsilon_2 A_{2n} k_{y2n} + \beta B_{2n} k_{x_n}) \cos[k_{y2n}(y_1 - y_0)] = \\ = \sum_{v=1}^N \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{C}_{vm} \delta_{mn}, \end{aligned} \quad (1.59)$$

где

$$\begin{aligned} a_{mn} = \frac{\int_{x_v-w_v/2}^{x_v+w_v/2} \sqrt{1-u^2} U_{m-1}(u) \cos(k_{x_n} x) dx}{\int_0^{x_0} \cos^2(k_{x_n} x) dx} = \\ = 2 \frac{m}{n} J_m \left( \frac{n \pi w_v}{2 x_0} \right) \sin \left[ \pi \left( \frac{x_v}{x_0} n + \frac{m}{2} \right) \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta_{mn} = \frac{x_v + w_v/2}{\int_{x_v-w_v/2}^{x_0} \sin^2(k_{x_n} x) dx} = \\ = -\pi \frac{w_v}{x_0} J_{m-1} \left( \frac{n \pi w_v}{2 x_0} \right) \cos \pi \left( \frac{x_v}{x_0} n + \frac{m}{2} \right); \end{aligned}$$

$J_m$  и  $J_{m-1}$  — функции Бесселя первого рода порядка  $m$  и  $m-1$ ;  $C_{vn} = -j C_{lm}$ ;  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Заметим, что из системы уравнений (1.56)–(1.59) легко можно выразить коэффициенты  $A_{jn}$  и  $B_{jn}$  ( $j=1, 2$ ) через  $C_{vm}$  и  $D_{vm}$ :

Налагая два оставшихся граничных условия (1.52) и (1.53) и используя в качестве базиса полиномы Чебышева с весом, получим еще два функциональных равенства:

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} b_{mn} S_1 = 0, \quad (1.60)$$

$$\beta \sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} k_{x_n} a_{mn} S_1 - \omega_0 \mu_1 \sum_{n=0}^{\infty} B_{1n} k_{y1n} a_{mn} S_1 = 0, \quad (1.61)$$

где

$$\begin{aligned} b_{mn} = \int_{x_v-w_v/2}^{x_v+w_v/2} \frac{1}{\sqrt{1-u^2}} T_{m-1}(u) \sin k_{x_n} x dx = \frac{x_0}{2} \delta_{mn}; \\ a_{mn} = \int_{x_v-w_v/2}^{x_v+w_v/2} \sqrt{1-u^2} U_{m-1}(u) \cos k_{x_n} x dx = \frac{x_0}{2} a_{mn}; \\ S_1 = \sin(k_{y1n} y_1). \end{aligned}$$

Система уравнений (1.56)–(1.61) разрешима, поскольку содержит шесть неизвестных коэффициентов:  $A_{1n}$ ,  $A_{2n}$ ,  $B_{1n}$ ,  $B_{2n}$ ,  $C_{vn}$ ,  $D_{vn}$ . Проведя ряд несложных преобразований, построим бескоинечную систему линейных однородных алгебраических уравнений относительно коэффициентов  $C_{vn}$  и  $D_{vn}$ , входящих в выражения для токов на проводниках линии:

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{v=1}^N (\tilde{C}_{vm} p_{\xi mk} + D_{vm} q_{\xi mk}) = 0, \quad \xi = 1, 2, \dots, N, \\ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{v=1}^N (\tilde{C}_{vm} r_{\xi mk} + D_{vm} f_{\xi mk}) = 0, \quad k = 1, 2, \dots, \end{aligned} \quad (1.62)$$

где

$$p_{\xi mk} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\delta_{mn} b_{kn\xi}}{\Delta_n} (\mu_2 k_{c1}^2 k_{y2n} t_2 - \mu_1 k_{c2}^2 k_{y1n} t_1);$$

$$q_{\xi mk} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_{mn} b_{kn\xi}}{\Delta_n} k_{x_n} (\mu_1 k_{y1n} t_1 - \mu_2 k_{y2n} t_2);$$

$$f_{\nu \xi m k} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_{mn} a_{kn\xi}}{\Delta_n} [\mu_2 (k_1^2 - k_{xn}^2) k_{y2n} t_2 - \mu_1 (k_2^2 - k_{xn}^2) k_{y1n} t_1];$$

$$r_{\nu \xi m k} = \beta \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\delta_{mn} a_{kn\xi}}{\Delta_n} k_{xn} (\mu_2 k_{y2n} t_2 - \mu_1 k_{y1n} t_1);$$

$$\Delta_n = \left( k_{y1n} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{t_1}{t_2} - k_{y2n} \right) \left( k_{y1n} \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{t_2}{t_1} - k_{y2n} \right);$$

$$t_j = \operatorname{tg} \{k_{yjn} [y_1 - (j-1)y_2]\}, \quad j = 1, 2.$$

Условие нетривиального решения системы (1.62) — равенство нулю ее детерминанта — дает искомое трансцендентное уравнение относительно фазовых постоянных  $\beta$  собственных волн многопроводной связью МПЛ:

$$\det \begin{bmatrix} p_{\nu \xi m k} & q_{\nu \xi m k} \\ r_{\nu \xi m k} & f_{\nu \xi m k} \end{bmatrix} = 0. \quad (1.63)$$

Уравнение (1.63) решается методом редукции, т. е. путем замены бесконечного определителя конечным. Это уравнение позволяет также определить структуру электромагнитного поля в рассматриваемой линии. Для этого найденные значения  $\beta$  надо подставить в систему (1.62) и решить ее относительно коэффициентов  $C_{vm}$  и  $D_{vm}$ , которые определяются с точностью до постоянного множителя. Далее из уравнений (1.56) — (1.59) можно выразить коэффициенты  $A_{jn}$  и  $B_{jn}$  ( $j=1, 2$ ) в представлении полей через  $C_{vm}$  и  $D_{vm}$ . Следуя этой методике, получим выражение для поперечных компонентов полей в рассматриваемой линии, которые будут использованы в дальнейшем:

$$E_{xj} = -\frac{j\omega_0 \omega}{k_1^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n} \left[ [\mu_2 k_{y2n} (k_{c1}^2 - k_{xn}^2) t_2 - \mu_1 k_{y1n} (k_2^2 - k_{xn}^2) t_1] D_s + \beta k_{xn} [\mu_1 k_{y1n} t_1 - \mu_2 k_{y2n} t_2] C_s \right] \times$$

$$\times \frac{\cos(k_{xn}x) \sin(k_{yjn} [y - (j-1)y_2])}{S_j}; \quad (1.64)$$

$$E_{yj} = \frac{j\omega_0 \mu_1}{k_1^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_y (3-j) n (k_{xn} D_s + \beta C_s)}{k_{y1n} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1 t_2} - k_{y2n}} \times$$

$$\times \frac{\sin(k_{xn}x) \cos(k_{yjn} [y - (j-1)y_2])}{S_j}; \quad (1.65)$$

$$H_{xj} = \frac{1}{k_1^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\Delta_n} \left[ \beta k_{xn} (k_2^2 - k_1^2) t_j D_s - (-1)^j \times \right.$$

$$\left. \times \left( k_j^2 k_{c(3-j)}^2 t_j - k_{xn} k_{3-j} t_j - k_j^2 \frac{\mu_{3-j}}{\mu_j} k_{y1n} k_{y2n} t_{3-j} \right) C_s \right] \times$$

$$\times \frac{\sin k_{xn}x \cos \{k_{yjn} [y - (j-1)y_2]\}}{S_j}; \quad (1.66)$$

$$H_{yj} = -j \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\beta D_s - k_{xn} C_s}{k_{y2n} \frac{\mu_1}{\mu_2 t_2} - \frac{k_{y1n}}{t_1}} \frac{\cos k_{xn}x \sin \{k_{yjn} [y - (j-1)y_2]\}}{S_j}, \quad (1.67)$$

$$\text{где } C_s = \sum_{v=1}^N \sum_{m=1}^{\infty} \tilde{C}_{vm} \delta_{mn}, \quad D_s = \sum_{v=1}^N \sum_{m=1}^{\infty} D_{vm} a_{mn}.$$

**Результаты расчета характеристик многопроводной связью МПЛ.** Рассмотренный алгоритм реализован на ЭВМ БЭСМ-6 на языке ФОРТРАН. Численные эксперименты позволили сделать вывод об экспоненциальной сходимости решения в зависимости от номера приближения  $m$  ( $m$  равно числу учитываемых членов в выражениях для плотности продольного и поперечного токов). Так, в первом приближении ( $m=1$ ) квадрат нормированной постоянной распространения двухполосковой линии определялся с погрешностью около 2%, а во втором и третьем приближении погрешность не превышала 0,3% (за точное принималось пятое приближение).

Быстрая сходимость решения целиком обусловлена правильным выбором базисных функций в представлении токов на проводниках.

Время расчета постоянных распространения основных типов волн и распределения токов на проводниках для двухполосковой линии на ЭВМ БЭСМ-6 не превышало 5 с; для линий с числом проводников 3...5 время расчета возрастает до 10...15 с.

Проанализируем результаты расчетов. Сначала рассмотрим наиболее часто используемую двухпроводную линию. На рис. 1.21 в координатах  $(p^2, y_1/\lambda)$ , где  $p=\beta/k$  — коэффициент замедления собственной волны;  $\lambda$  — длина волны в вакууме, приведены дисперсионные характеристики волн первых шести типов двухполосковой линии с проводниками разной ширины ( $w_1/w_2=1/4$ ). Характеристики рассчитаны по уравнению (1.63)

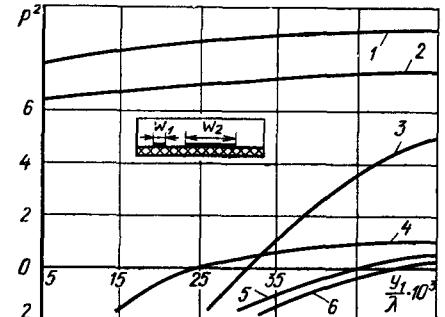


Рис. 1.21. Дисперсионные характеристики волн основных (1, 2) и высших типов (3...6) двухпроводной линии:  
 $\epsilon_1=9.8$ ;  $\epsilon_2=1$ ;  $\mu_1=\mu_2=1$ ;  $x_1/y_1=4$ ;  $x_0/y_1=10$ ;  
 $w_1/y_1=1$ ;  $w_2/y_1=4$ ;  $x_3/y_1=20$ ;  $y_3/y_1=10$

в третьем приближении. Цифрами 1 и 2 помечены волны основных типов двухполосковой линии.

На рис. 1.22 построено распределение плотности продольного тока для основных типов волн. Волна 1, называемая четной, характеризуется одинаковым направлением продольного тока и синфазным распределением электромагнитного поля на проводниках. Волна 2, называемая нечетной, имеет противоположное направление токов и противофазное распределение поля на проводниках. Эти волны не имеют отсечки и существуют при сколь угодно низких частотах.

Волны высших типов обладают отсечкой. Их условно разделяют на две группы: волны «экранного» типа (кривые 4—6 на рис. 1.21), дисперсия которых определяется в основном размерами экрана, и волны «подполосочного» типа (кривая 3), энергия которых локализована вблизи проводников.

Влияние экрана на дисперсию «подполосочной» волны незначительно. Интересно отметить, что при указанном соотношении размеров полосок и слабой связи между ними волна 1 имеет постоянную распространения, близкую к таковой для одиночной линии с широким проводником, а волна 2 — для одиночной линии с узким проводником.

На рис. 1.23, а приведены дисперсионные характеристики волн двух основных типов двухпроводной линии с одинаковой шириной достаточно сближенных проводников при значительном удалении экрана, когда его влиянием можно пренебречь. Индекс «е» (англ. even) характеризует четную волну, а индекс «о» (odd) — нечетную. Кривые рассчитаны для двух значений  $w/y_1$  (0,8 и 0,6). Легко заметить, что в области низких частот волны четного типа обладают большей дисперсией, чем нечетного.

На практике для связанный двухпроводной линии с одинаковыми проводниками вводятся два волновых сопротивления:  $Z_{0e}$  — для каждой из связанных МПЛ при четном возбуждении (четной волне) и  $Z_{0o}$  — для каждой МПЛ при нечетном возбуждении. Такое изолированное рассмотрение взаимодействующих МПЛ в ряде случаев оказывается полезным и позволяет реализовать инженерные методы проектирования устройств на осно-

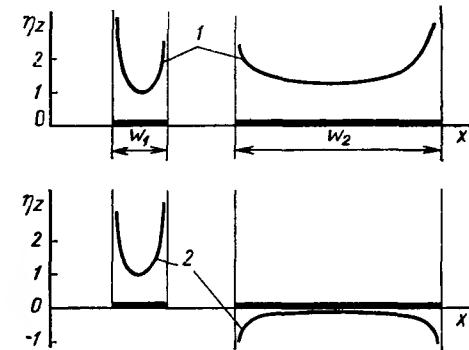


Рис. 1.22. Распределение плотности продольного тока для четного (1) и нечетного (2) типов волн двухпроводной линии с параметрами, соответствующими рис. 1.21

ве связанных МПЛ. Частотные зависимости волновых сопротивлений  $Z_{0e}$  и  $Z_{0o}$  для той же линии приведены на рис. 1.23, б. Сопротивления рассчитывались по формуле

$$Z_{0e,0o} = 2P_{e,o}/I^2, \quad (1.68)$$

где  $P_{e,o} = \frac{1}{4} \operatorname{Re} \int_0^{x_3} \int_{y_1}^{y_2} E_{y,e,o} H_{x,e,o}^* dy dx$  — половина мощности, пе-

реносимой четной или нечетной волной через поперечное сечение связанный линии;  $I = \int_w \eta_z dx$  — амплитудное значение про-

дольного тока на каждой полоске;  $E_{y,e,o}, H_{x,e,o}$  — компоненты электромагнитного поля при четной и нечетной волне; знак «\*» означает комплексное сопряжение.

Из рис. 1.23, б следует, что с ростом частоты сопротивления  $Z_{0e}$  и  $Z_{0o}$  возрастают, причем  $Z_{0e}$  возрастает более резко, чем  $Z_{0o}$ . С увеличением  $s$  электромагнитная связь между линиями ослабевает. При  $s \rightarrow \infty$   $Z_{0e} = Z_{0o} = Z_0$ , где  $Z_0$  — волновое сопротивление одиночной МПЛ. То же самое происходит и с коэффициентами замедления четной и нечетной волн, которые при  $s \rightarrow \infty$  стремятся к аналогичному коэффициенту для одиночной линии. При  $\lambda \rightarrow \infty$  значения коэффициентов замедления обеих волн и волновых сопротивлений (см. рис. 1.23) практически совпадают с аналогичными значениями, рассчитанными в статическом приближении.

Последние для различных сочетаний параметров двухпроводной линии широко представлены в ряде монографий и справочников. Важно подчеркнуть, что излагаемый здесь подход к расчету линий с позиций электродинамики и представленные численные результаты строгого решения задачи о собственных волнах связанных МПЛ позволяют оценить пределы применимости расчетных со-

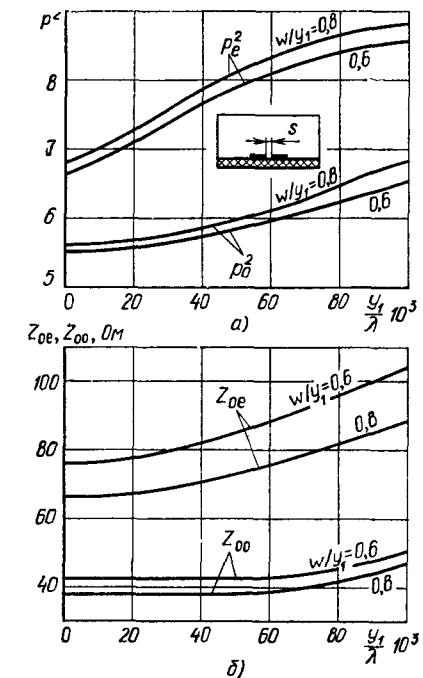


Рис. 1.23. Дисперсионные характеристики волн четного и нечетного типов (а) и частотные зависимости волновых сопротивлений (б) двухпроводной связанный экранированной линии:  
 $e_1=1; e_2=9,8, \mu_1=\mu_2=1, x_3/y_1=20, y_3/y_1=10; s/y_1=0,4$

отношений, полученных статическим методом, который является лишь частным случаем более общего (строгого) решения. Так, например, зависимость волновых сопротивлений от частоты (рис. 1.23, б) начинает заметно проявляться для  $\frac{y_1}{\lambda} \cdot 10^3 > 17$ ,

что при  $y_1=1$  мм соответствует частотам  $f>5$  ГГц. Что касается коэффициентов замедления (рис. 1.23, б), то их частотную зависимость необходимо учитывать уже при частотах  $f>1$  ГГц (опять же для  $y_1=1$  мм).

Для ориентировочных расчетов двухпроводной связанный линии широко используются данные, полученные в квазистатическом приближении. На рис. 1.24, а представлены типичные зависимости коэффициентов замедле-

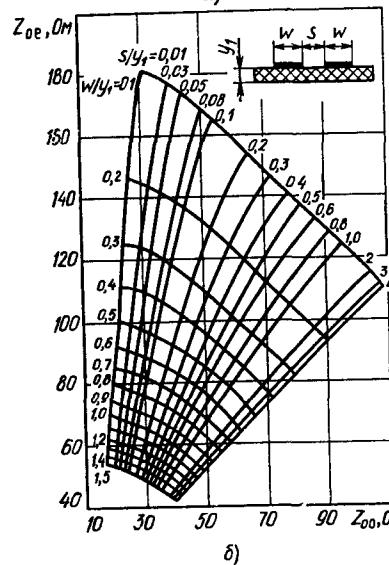
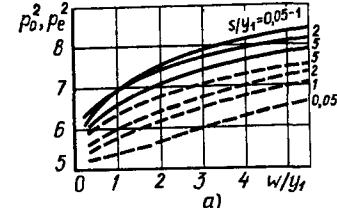


Рис. 1.24. Зависимость коэффициента замедления четной (—) и нечетной (---) волн (а) и волновых сопротивлений (б) от параметров двухпроводной линии для  $\epsilon_1=9,6$

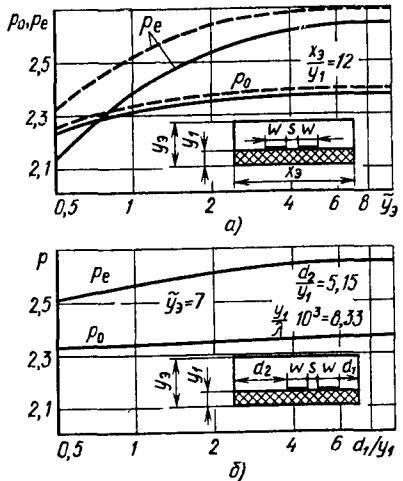


Рис. 1.25. Зависимость коэффициентов замедления четной и нечетной волн двухпроводной линии с параметрами  $\epsilon_1=9,6$ ;  $w/y_1=1$ ;  $s/y_1=0,1$  от высоты экрана  $\tilde{y}_3=y_3/y_1-1$  (а) и боковой стенки  $d_1/y_1$  (б):  
—  $\frac{y_1}{\lambda} \cdot 10^3 = 8,33$ , ---  $\frac{y_1}{\lambda} \cdot 10^3 = 16,66$

ний, а на рис. 1.24, б — волновых сопротивлений для четной и нечетной волн двухполосковой линии от ее размеров. Результаты расчета волновых сопротивлений получены методом интегриальных уравнений. Нетрудно видеть, что при  $\lambda \rightarrow \infty$  (что соответст-

вует статическому режиму) точки на графиках рис. 1.23 практически ложатся на соответствующие точки графиков рис. 1.24. Приведенные данные справедливы при отсутствии внешнего экрана (или когда он достаточно удален от линии и его влиянием можно пренебречь).

Рассмотрим теперь влияние экрана на коэффициенты замедления волн основных типов двухпроводной линии. Эта зависимость, рассчитанная по уравнению (1.63) для двух фиксированных длин волн, показана на рис. 1.25, а. Как видно из рисунка, экран более сильно влияет на волну четного типа, тогда как на волну нечетного типа его влияние мало. Физически это объясняется тем, что поле волн нечетного типа локализовано в основном вблизи проводников. Практически (при  $\epsilon_1=9,6$ ) влиянием верхнего экрана можно пренебречь, если  $y_3/y_1 > 5..7$ . Следует отметить, что распространено в справочной литературе утверждение о равенстве фазовых скоростей четной и нечетной волн при  $\tilde{y}_3=1$  (где  $\tilde{y}_3=y_3/y_1-1$ ) справедливо лишь на достаточно низких частотах. Так, из рис. 1.25, а видно, что при  $\frac{y_1}{\lambda} \cdot 10^3 = 8,33$

(что соответствует частоте 2,5 ГГц при  $y_1=1$  мм) точка равенства фазовых скоростей смещается до  $\tilde{y}_3=0,75$  (сплошные линии). На частоте же в два раза большей ( $\frac{y_1}{\lambda} \cdot 10^3 = 16,66$ ) равенства фазовых скоростей не наблюдается вплоть до значения  $\tilde{y}_3=0,5$  (штриховые линии).

Из рис. 1.25, б следует, что боковая стенка экрана меньше влияет на коэффициенты замедления волн основных типов двухполосковой линии, чем верхний экран. С уменьшением расстояния  $d_1$  от полоски до боковой стенки происходит в основном снижение коэффициента замедления четной волны. Влиянием боковой стенки можно пренебречь при  $d_1 > (6..8)y_1$ .

Влияние боковой стенки на распределение плотности продольного тока на проводниках иллюстрируется рис. 1.26. Как и следовало ожидать, близость боковой стенки к проводнику больше сказывается на распределении плотности тока четной волны. Для нечетной волны влияние боковой стенки практически не оказывается.

Рассмотрим теперь численные результаты для многопроводной связанный МПЛ с проводниками одинаковой ширины и равными расстояниями между ними. Дисперсионные характеристики волн основных типов МПЛ с числом проводников  $N=3, 4$  и 5 представлены на рис. 1.27. Из рисунков видно, что число волн основных типов соответствует числу проводников связанный МПЛ. Помимо основных существуют и волны высших типов (на рисунке не показаны). Для четырехпроводной линии (рис. 1.27, б) показано влияние размера зазора  $s$  между полосками на дисперсию волн основных типов. Видно, что уменьшение зазора в два раза лишь незначительно повышает коэффициент замедления

волны 1 и понижает его для остальных типов волн (штриховые линии на рис. 1.27, б).

Волне каждого типа соответствует свое распределение токов на проводниках. На рис. 1.28 показано распределение плотности продольного и поперечного токов для трехпроводной связанный линии. Видно, что плотность продольного тока на два порядка превышает плотность поперечного. Однаковое направление продольного тока на полосах (рис.

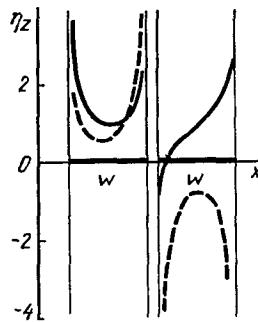


Рис. 1.26. Распределение плотности продольного тока в двухпроводной линии при  $d_1/y_1 = 0.5$ , остальные параметры линии соответствуют рис. 1.25, б:

— четная волна;  
— нечетная волна

1.28, а) соответствует основной волне 1 трехполосковой линии, имеющей наибольший коэффициент замедления (кривая 1 на рис. 1.27, а). Распределение плотности токов на рис. 1.28, б, в отвечает основным волнам 2 и 3 рис. 1.27, а).

На рис. 1.29 показано распределение суммарного продольного тока  $I_z$  для волн основных типов в четырех- и пятипроводной линии. Нумерация типов волн совпадает с нумерацией на рис. 1.27, б, в. Этот ток рассчитывался по формуле

$$I_z = \int_{w_v} \eta_{zv} dx. \quad (1.69)$$

Из рис. 1.29 видно, что номер типа волны соответствует числу вариаций направлений продольного тока на проводниках линии. Как и в случае трехпроводной линии, волны с наибольшим

замедлением (кривые 1 на рис. 1.27, б, в) характеризуются одинаковым направлением продольного тока на проводниках, причем максимум тока наблюдается на центральных проводниках (кривые 1 на рис. 1.29). С ростом номера волны увеличивается число вариаций направлений токов на проводниках. Чем боль-

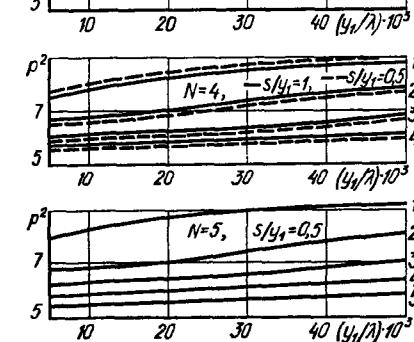
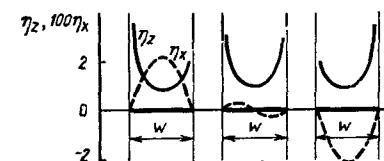


Рис. 1.27. Дисперсионные характеристики волн основных типов многопроводной МПЛ при  $y_2=7$ ;  $x_3/y_1=20$ ;  $e_1=9.8$ ;  $w/y_1=1$

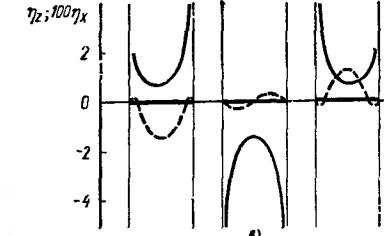
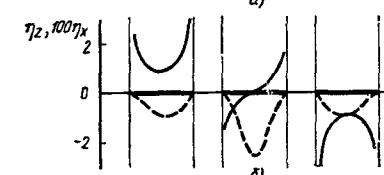


Рис. 1.28. Распределение плотности продольного (—) и поперечного (---) токов для волн основных типов трехполосковой линии с параметрами, соответствующими рис. 1.27;  $(y_1/\lambda) \cdot 10^3 = 30$

ше вариаций, тем меньше коэффициент замедления соответствующей волны.

Наряду с рассмотренными МПЛ в интегральной электронике СВЧ находят также применение высокодобротные линии, копланарные и щелевые связанные и др.

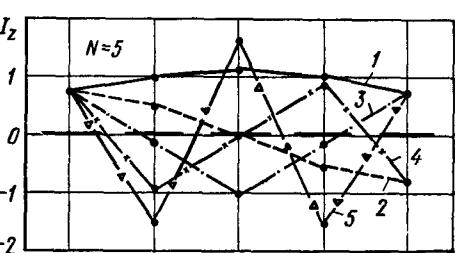
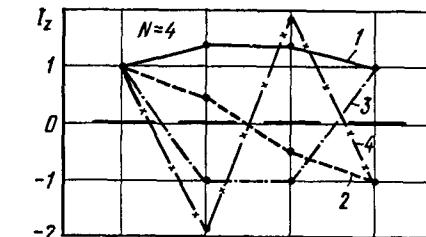


Рис. 1.29. Распределение продольного тока для волн основных типов многопроводной МПЛ, параметры которой приведены на рис. 1.27

## ГЛАВА 2

### ЭЛЕМЕНТЫ И УЗЛЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ СВЧ

#### § 2.1. Индуктивности, емкости, резисторы, согласованные нагрузки

В интегральных схемах диапазона СВЧ различают элементы с распределенными и сосредоточенными параметрами. Элементы с сосредоточенными параметрами имеют максимальный размер  $l$ , значительно меньший, чем длина волны  $\Lambda$  в линии (как правило,  $l/\Lambda < 0,1$ ). В этом случае можно пренебречь фазовым сдвигом на длине элемента.

При большом объеме выпуска интегральных схем элементы с сосредоточенными параметрами дешевле элементов с распределенными параметрами. Кроме того, они обладают большей широкополосностью. Однако на частотах более 10 ГГц элементы с сосредоточенными параметрами, как правило, имеют более высокие потери и низкую добротность по сравнению с элементами с распределенными параметрами, а также обладают паразитными связями. Поэтому на частотах выше 10 ГГц применяются главным образом элементы с распределенными параметрами.

Рассмотрим наиболее типичные элементы интегральных схем СВЧ. *Последовательная индуктивность* (рис. 2.1, а) может выполняться в виде отрезка МПЛ с высоким волновым сопротивле-

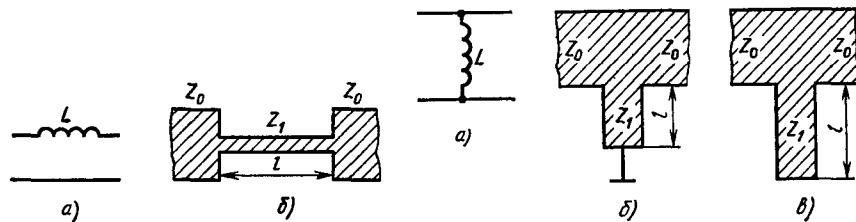


Рис. 2.1. Эквивалентная схема последовательной индуктивности (а) и ее топология (б)

нием и длиной  $l$ , не превышающей  $\Lambda/8$  (рис. 2.1, б). Значение индуктивности можно оценить по формуле

$$L = 2\pi Z_1 l / (\omega \Lambda), \quad (2.1)$$

где  $Z_1$  — волновое сопротивление узкого отрезка МПЛ;  $\omega$  — круговая частота. Недостатками такой индуктивности являются большие габариты, а также трудности, возникающие при необходимости ее подстройки.

Короткозамкнутый на конце шлейф с высоким волновым сопротивлением  $Z_1$  (рис. 2.2, б) представляет собой *параллельную индуктивность* (рис. 2.2, а). Его длина  $l < \Lambda/8$ . Значение индуктивности рассчитывается по формуле (2.1). По постоянному току параллельная индуктивность обеспечивает короткое замыкание на «землю». Если необходимо избежать короткого замыкания, применяется разомкнутый на конце шлейф длиной  $\Lambda/4 < l < \Lambda/2$  (рис. 2.2, в).

Малые индуктивности (до единиц наногенри) выполняются в виде прямоугольного проводника (рис. 2.3, а), петли в форме

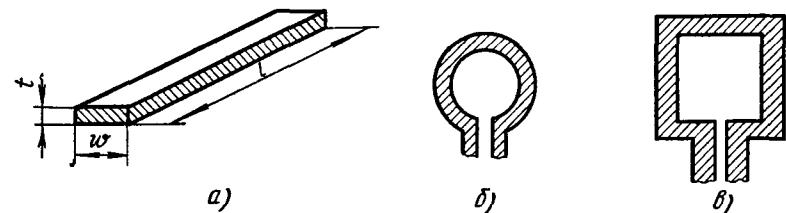


Рис. 2.3. Варианты топологии малых индуктивностей

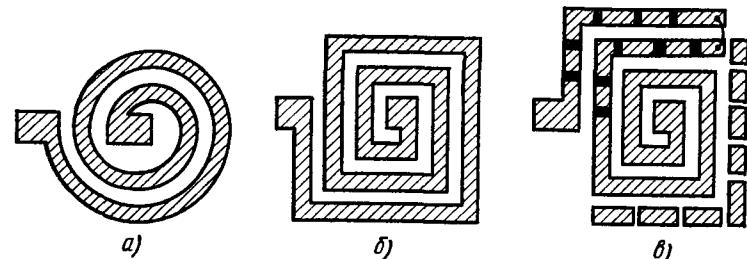


Рис. 2.4. Варианты топологии спиральных индуктивностей в микрополосковом исполнении

круга (рис. 2.3, б) или квадрата (рис. 2.3, в). В качестве дросселей и контурных индуктивностей используются *спиральные индуктивности* круглой или прямоугольной формы (рис. 2.4, а, б). Современная технология позволяет получать индуктивности от единиц до сотен микрогенри.

При расчете индуктивностей влиянием экрана можно пренебречь, если толщина подложки в 10...20 раз превышает ширину проводника. При необходимости для устранения влияния экрана металлизация на нижней стороне подложки непосредственно под индуктивностями удаляется. Расчет индуктивностей можно провести с помощью справочных материалов. Подстройка индуктивностей может осуществляться запайкой перемычек контактных площадок (рис. 2.4, в), что позволяет изменять число витков.

Для экономии площади плоские катушки могут выполняться

в многослойном варианте. Витки индуктивностей располагаются на керамических пластинах, которые наклеиваются друг на друга, при этом осуществляются необходимые соединения.

В нижней части диапазона СВЧ часто применяются обычные малогабаритные катушки индуктивности.

Сосредоточенная последовательная емкость (рис. 2.5, а) может быть образована зазором в линии передачи, как показано

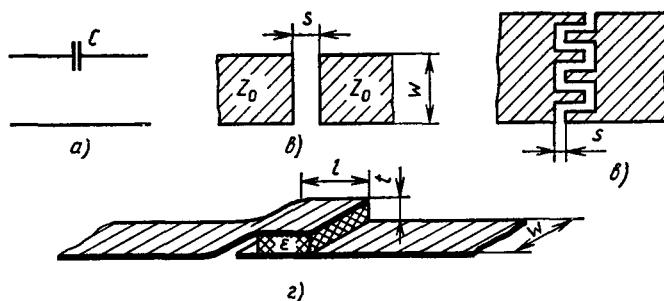


Рис. 2.5. Эквивалентная схема (а) сосредоточенной последовательной емкости и варианты ее реализации (б) — (г)

на рис. 2.5, б. Такая емкость обычно невелика (единицы пикофарад) и может быть рассчитана по формуле

$$\frac{s}{2w} = \frac{1}{\pi} \ln \left( \operatorname{ctg} \frac{\Lambda}{4w} \omega Z_0 C \right). \quad (2.2)$$

Несколько большие емкости (10...20 пФ) можно получить на основе гребенчатой структуры (рис. 2.5, в). Достоинствами их являются высокая добротность и большое пробивное напряжение. Так, на частоте 2 ГГц достигнута добротность 677 при емкости 2,9 пФ. Несмотря на сложность подстройки и малую емкость, показанные на рис. 2.5, б, в структуры находят широкое применение благодаря своей простоте.

Трехслойная конструкция (рис. 2.5, г) может обеспечить значительно большую емкость. Емкость (пФ) определяется при этом по формуле плоского конденсатора

$$C = 8,855 \cdot 10^{-3} \varepsilon \omega l / t, \quad (2.3)$$

где все размеры берутся в миллиметрах.

Параллельную емкость (рис. 2.6, а) можно выполнить в виде короткого отрезка несимметричной полосковой линии длиной  $l < \Lambda/8$  с низким волновым сопротивлением, как показано на рис. 2.6, б, либо в виде одинарного шлейфа (рис. 2.6, в). В обоих случаях емкость рассчитывается по формуле

$$C = 2\pi l / (Z_1 \omega \Lambda). \quad (2.4)$$

При необходимости подстройки емкости применяется сетчатая структура, отдельные ячейки которой первоначально изолируются друг от друга (рис. 2.6, г). Недостатком таких структур является малая удельная емкость. Например, подобный элемент на поликоровой подложке толщиной 1 мм и площадью 1 см<sup>2</sup> имеет емкость 8,85 пФ.

Параллельная емкость реализуется также в виде плоского конденсатора прямоугольной (рис. 2.7) или любой иной формы.

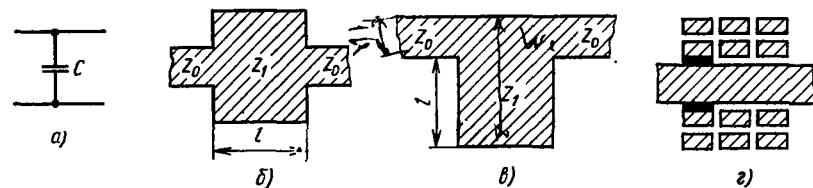


Рис. 2.6. Параллельная емкость (а) и примеры ее выполнения (б) — (г)

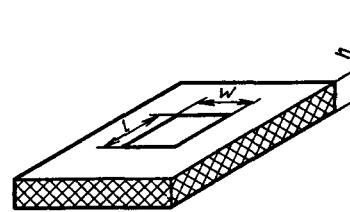


Рис. 2.7. Параллельная емкость в виде плоского конденсатора

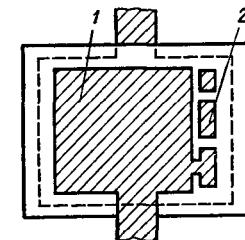


Рис. 2.8. Конденсатор большой емкости на основе пленочной структуры:  
1 — основной конденсатор; 2 — элементы дискретной подстройки

Подобные конденсаторы также имеют малую удельную емкость. Так, на подложке толщиной  $h=0,5$  мм при  $\varepsilon=10$  удельная емкость составляет 0,1 пФ/мм<sup>2</sup>.

Достоинствами конденсаторов этого типа являются высокая добротность, большое пробивное напряжение, возможность точной реализации требуемой емкости.

Конденсаторы на основе пленочных структур (рис. 2.8) обладают большой удельной емкостью. Нижней обкладкой такого конденсатора является металлизированный слой, нанесенный на подложку. На него напыляется пленка диэлектрика, в качестве которого применяют  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{SiO}$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Сверху напыляется проводящая пластина, играющая роль второй обкладки конденсатора. Вместе с верхней обкладкой могут формироваться пло-

щадки для дискретной подстройки. Емкость пленочного конденсатора с точностью до 5% можно определить по формуле для плоского конденсатора.

Емкость пленочного конденсатора можно увеличить, уменьшая толщину пленки, однако до определенного предела. Дальнейшее уменьшение ее толщины приводит к появлению технологических дефектов (проколов) и к значительному снижению пробивного напряжения. Практически достижимы в настоящее время являются удельные емкости 30 ... 50 пФ/мм<sup>2</sup>.

На рис. 2.9 показана структура МОП-конденсатора. Технология изготовления таких конденсаторов во многом сходна с технологией изготовления транзисторных и диодных структур. Роль нижней обкладки играет пластина сильно легированного кремния ( $n^+$ ). На ней выращивается пленка диоксида кремния, толщину которой можно уменьшать до 0,3 ... 0,5 мкм, не опасаясь пробоя. Это позволяет получать высокие значения удельной емкости. При толщине пленки  $\text{SiO}_2$  0,4 мкм удельная емкость составляет 100 пФ/мм<sup>2</sup>. Пробивное напряжение при этом может достигать 100 В и выше. Пленка алюминия, напыляемая поверх диэлектрика термическим испарением, является второй обкладкой конденсатора. Нижняя плоскость конденсатора припаивается к контактной площадке на подложке.

В качестве навесных конденсаторов в интегральных устройствах СВЧ применяют миниатюрные керамические конденсаторы типа К10-42 на частотах до 2 ГГц, представляющие собой параллелепипеды из керамики, торцы которых металлизированы и облучены. Конденсаторы устанавливаются с помощью пайки на контактные площадки, как показано на рис. 2.10. На частотах до 1,5 ... 2 ГГц используют также конденсаторы типов К10-9, К10-17, К10-43, имеющие аналогичную конструкцию.

Резисторы широко используются в цепях питания и управления, в схемах сумматоров и делителей мощности, резистивных аттенюаторов, в качестве согласованных нагрузок. Применяют резисторы двух типов: распределенные и сосредоточенные.

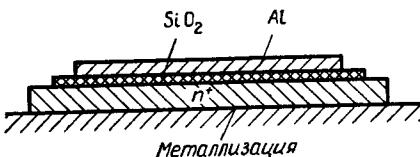


Рис. 2.9. Структура МОП-конденсатора

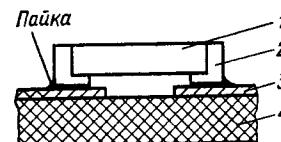


Рис. 2.10. Общий вид миниатюрного керамического конденсатора:  
1 — конденсатор; 2 — выводы;  
3 — контактная площадка; 4 — подложка

**Распределенные резисторы** выполняются на основе МПЛ с большим вносимым затуханием, которое создается за счет высокого поверхностного сопротивления полоски  $R_s$ . МПЛ изготавливается либо из материала с низкой проводимостью, либо должна иметь толщину, значительно меньшую глубины скин-слоя. Для уменьшения размеров такие линии сворачиваются в меандры или спираль, подобно распределенной индуктивности (см. рис. 2.4).

**Сосредоточенный резистор** представляет собой отрезок линии передачи с высоким поверхностным сопротивлением. Длина  $l$  этого отрезка много меньше длины волны в линии (рис. 2.11, а). Перекрытие б резистивной пленки с подводящими линиями обеспечивает надежный стабильный контакт. При реализации сопротивлений от 25 до 500 Ом перекрытие составляет 0,7 ... 0,2 мм.

Номинальное сопротивление резистора определяется выражением

$$R = R_s l / w, \quad (2.5)$$

где  $R_s$  — поверхностное сопротивление слоя, Ом/□;  $l$  и  $w$  — длина и ширина резистивного слоя. Для напыления резистивных пленок используют тантал, никром, хром.

Структура такого резистора имеет распределенную емкость, которую можно приблизенно оценить по формуле для плоского конденсатора. Если пренебречь влиянием распределенной индуктивности, комплексное сопротивление резистора может быть определено из соотношения

$$\hat{Z} = \frac{R}{1 + j\omega CR/3}. \quad (2.6)$$

Частотная зависимость активной составляющей сопротивления представлена на рис. 2.11, б.

Пленочные резисторы длиной не более 1 мм можно применять на частотах до 18 ГГц. Увеличение их длины приводит к снижению верхней частоты рабочего диапазона. Для устранения влияния паразитной шунтирующей емкости удаляют часть металлизации непосредственно под резистором на противоположной стороне подложки.

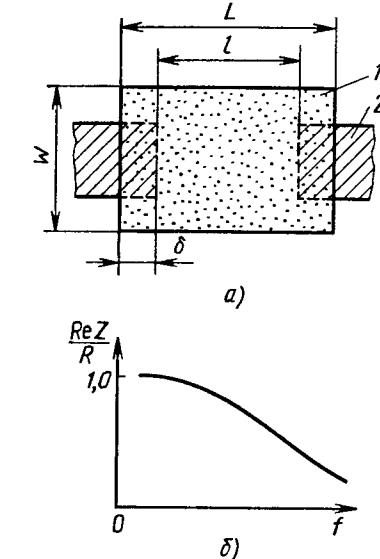


Рис. 2.11. Конструкция пленочного сосредоточенного резистора (а) и частотная зависимость активной составляющей его сопротивления (б):  
1 — резистивная пленка; 2 — полосковый проводник

Одной из важнейших характеристик резисторов является допустимая мощность рассеяния, которая зависит от теплопроводности материала подложки и площади резистивной пленки. Для резистора, выполненного на поликорововой подложке толщиной 1 мм, при температуре подложки 70...80°C удельная мощность рассеяния составляет 5...10 Вт/см<sup>2</sup>. Чтобы избежать локальных перегревов, резисторы обычно проектируют на мощность рассеяния около 0,5 Вт. При большей мощности рассеяния применяют распределенные резисторы либо резисторы в виде сектора или трапеции (рис. 2.12).

Резисторы, служащие согласованными нагрузками СВЧ, включаются между подводящей линией и короткозамыкателем. Короткое замыкание осуществляется через металлизированное отверстие в подложке или через металлизированную торцевую поверхность платы. Иногда в качестве короткозамыкателя при-

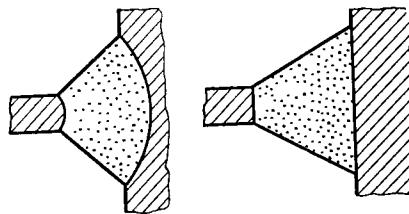


Рис. 2.12. Варианты пленочных резисторов повышенной мощности рассеяния

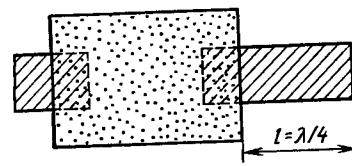


Рис. 2.13. Согласованная нагрузка в виде резистора со шлейфом

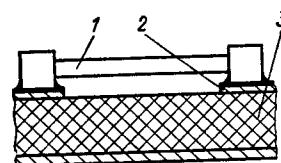


Рис. 2.14. Общий вид ниточного резистора:  
1 — резистор; 2 — контактная площадка; 3 — подложка

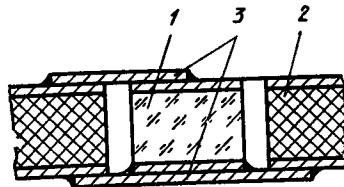


Рис. 2.15. Конструкция таблеточного резистора:  
1 — резистор; 2 — подложка; 3 — контактная пластина

меняется разомкнутый шлейф длиной  $l = \lambda/4$  (рис. 2.13). В данной полосе частот требуемое качество заземления может быть обеспечено параллельным включением нескольких шлейфов разной длины.

В микроэлектронных устройствах СВЧ используются также различные *навесные малогабаритные резисторы*: ниточные, таблеточные, в форме параллелепипеда. Ниточные резисторы имеют малые линейные размеры и достаточно просто устанавливаются в схему (рис. 2.14). Они применяются на частотах до 3 ГГц. Таблеточные резисторы имеют форму кругового цилиндра

жимо малы. При  $\epsilon > 100$  нагруженная добротность резонатора зависит только от диэлектрических потерь [13]:

$$Q_n \approx 1/\operatorname{tg} \delta \quad (2.12)$$

и может достигать нескольких тысяч. Преимуществом диэлектрических резонаторов являются малые габариты. Так, при  $\epsilon = 100$

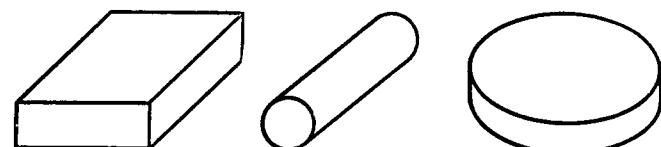


Рис. 2.28. Разновидности объемных диэлектрических резонаторов

длина волны в резонаторе  $\Lambda = \lambda/\sqrt{\epsilon} = 0,1\lambda$  и его размеры оказываются на порядок меньше длины волны.

Применение керамики термостабильных марок позволяет создавать резонаторы с температурным коэффициентом частоты (ТКЧ) не более  $10^{-4}$  К<sup>-1</sup>.

### § 2.3. Устройства возбуждения линий передачи, переходы, короткозамыкатели

Устройства СВЧ функционально и конструктивно организованы в блоки. Связь между ними и измерение их параметров осуществляются с помощью стандартных коаксиальных или волноводных линий передачи. Соединение МПЛ с коаксиальной линией или волноводом обеспечивается переходами. В измерительной аппаратуре необходимы хорошее согласование, малые потери, универсальность, быстрое и надежное соединение. Для переходов модулей СВЧ, кроме того, желательны малые габариты, устойчивость к климатическим и механическим воздействиям, герметичность, простота изготовления и низкая стоимость.

Классифицировать переходы можно по типам соединяемых линий, например различают коаксиально-полосковые, волноводно-полосковые переходы, переход от микрополосковой к щелевой линии и т. д.

Чаще всего для соединения модулей применяется коаксиальный кабель. Соединение коаксиального тракта с МПЛ можно выполнить двумя способами: через коаксиально-полосковый переход — переходную секцию, имеющую коаксиальный вход и полосковый выход, — или непосредственным соединением жилы кабеля с проводником — прямой кабельный ввод. Коаксиально-полосковый переход получил более широкое распространение по сравнению с прямым кабельным вводом.

Конструктивно коаксиально-полосковые переходы различаются по взаимному расположению осей коаксиального кабеля и проводника, виду полосковой линии, с которой он соединяется, типу переходного участка, конструкции соединения с полосковой линией. Жила кабеля и проводник могут быть соосными (аксиальное, торцевое соединение) и перпендикулярными. Соосный переход (рис. 2.29) меньше, чем перпендикулярный, искажает

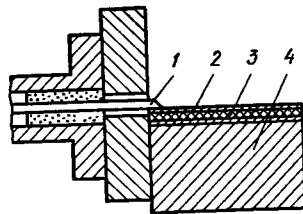


Рис. 2.29. Конструкция соосного коаксиально-полоскового перехода:

1 — центральный проводник коаксиальной линии; 2 — подложка, 3 — полосковый проводник; 3 — подложка, 4 — основание

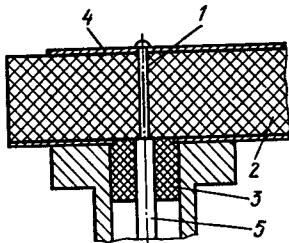


Рис. 2.30. Перпендикулярный коаксиально-полосковый переход:

1 — штырь, 2 — подложка, 3 — диэлектрическая втулка, 4 — центральный проводник коаксиальной линии

структуру поля и, следовательно, является более широкополосным. Однако если волновые сопротивления и размеры коаксиальной и МПЛ сильно отличаются, то используются перпендикулярные переходы (рис. 2.30). Согласование в таких переходах осуществляют, подбирая диаметр соединительного штыря 1, и размеры коаксиальной диэлектрической втулки 3. Иногда для улучшения согласования удаляют диэлектрик вокруг штыря. Требуемое согласование может быть достигнуто также подключением разомкнутого или короткозамкнутого шлейфа 4 к точке соединения штыря перехода и МПЛ. Настройку осуществляют, изменяя длину шлейфа. Длина разомкнутого шлейфа равна примерно половине длины волны; длина короткозамкнутого шлейфа составляет приблизительно четверть длины волны.

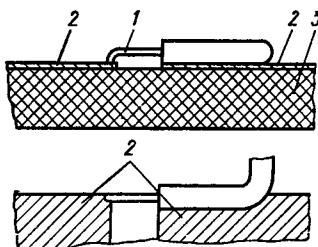


Рис. 2.31. Коаксиально-щелевой переход:

1 — центральная жила коаксиальной линии; 2 — металлизация; 3 — подложка

возбуждение щелевой линии можно осуществить с помощью прямого кабельного ввода (рис. 2.31). Жила коаксиального кабеля соединяется с одной металлической плоскостью щелевой линии, а кабеля — с другой.

Волноводно-полосковые переходы применяются в основном в диапазонах сантиметровых и миллиметровых длин волн. Переходы с соосным возбуждением имеют минимальные отражения ввиду отсутствия изгибов передающего тракта. Широкую полосу пропускания имеют параллельные волноводно-полосковые переходы с гребенчатым П- или Н-образным волноводом. Пере-

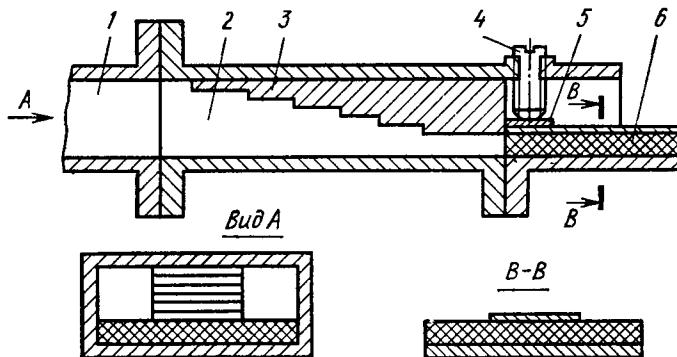


Рис. 2.32. Волноводно-полосковый переход:

1 — прямоугольный волновод; 2 — переход с прямоугольного волновода на П-образный; 3 — ступенчатая вставка П-образного волновода; 4 — диэлектрический винт; 5 — контактный язычок; 6 — МПЛ

ход с П-образным волноводом показан на рис. 2.32. К выходу гребенчатого перехода, имеющего соответствующее волновое сопротивление, непосредственно подключается МПЛ, что обеспечивает минимальную переориентацию поля. Плавный или ступенчатый гребенчатый переход реализует в диапазоне рабочих частот выбранный закон согласования: равноволновый (чебышевский) или максимально плоский (баттервортовский).

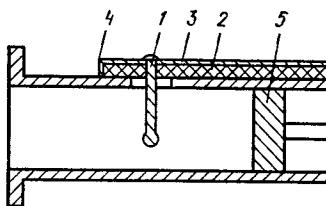


Рис. 2.33. Волноводно-полосковый переход с зондом:

1 — металлический зонд; 2 — диэлектрическая подложка; 3 — проводник МПЛ; 4 — короткозамкнутый шлейф; 5 — короткозамыкающий поршень

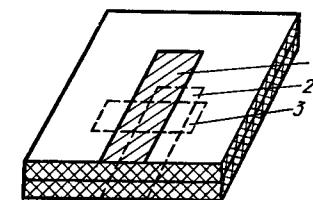


Рис. 2.34. Переход между МПЛ

Параллельный переход от волновода к МПЛ может быть выполнен на основе зонда с шариком на конце (рис. 2.33). Стена волновода является одновременно заземленным основанием МПЛ. Согласование такого перехода осуществляется подбором

диаметра зонда и отверстия в стенке волновода, а также длины короткозамкнутых шлейфов, один из которых выполнен на диэлектрической подложке, а другой представляет собой участок волновода с регулируемым короткозамыкателем.

Переход между МПЛ, находящимися в двух разных плоскостях, показан на рис. 2.34. Полосковые линии нанесены на диэлектрические подложки, соединенные друг с другом заземленными плоскостями. Связь между МПЛ осуществляется с помощью полуволнового резонатора на щелевой линии, которая реализована на общей заземленной пластине. Микрополосковые линии 1 и 2

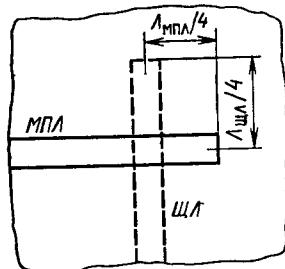


Рис. 2.35. Переход от МПЛ к щелевой линии

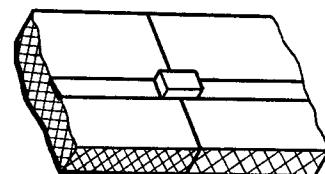


Рис. 2.36. Соединение двух МПЛ с помощью перемычки из металла

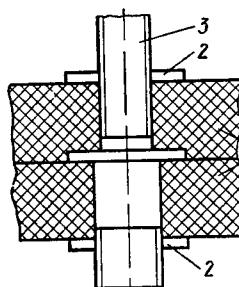


Рис. 2.37. Реализация короткого замыкания с помощью винтов: 1 — подложка; 2 — шайба; 3 — винт

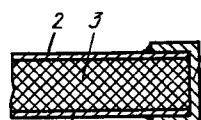


Рис. 2.38. Реализация короткого замыкания по торцу подложки:

1 — металлизация; 2 — проводник МПЛ; 3 — подложка, 4 — скобка

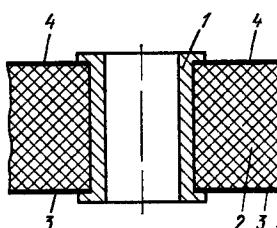


Рис. 2.39. Выполнение короткого замыкания через отверстие:

1 — втулка из металла; 2 — подложка, 3 — металлизация, 4 — проводник МПЛ

перпендикулярны резонатору 3 и оканчиваются четвертьволновыми разомкнутыми шлейфами. Возбуждение МПЛ на противоположной стороне платы производится составляющей магнитного поля, направленной вдоль резонатора.

Шлейфный переход от МПЛ к щелевой линии показан на рис. 2.35. Линии располагаются под прямым углом, причем

МПЛ оканчивается четвертьволновым разомкнутым шлейфом, а щелевая линия — короткозамкнутым четвертьволновым шлейфом. В полосе частот 30% такой переход имеет коэффициент стоячей волны по напряжению ( $K_{ст\ U}$ ) не выше 1,1.

Соединение двух МПЛ, находящихся в одной плоскости на разных подложках, выполняется с помощью перемычки из металлической проволочки или ленты из фольги, которая припаивается или приваривается к проводникам линий (рис. 2.36). Влияние неоднородности, образуемой зазором между подложками, компенсируется увеличением ширины перемычки, что позволяет сохранить постоянное волновое сопротивление линии.

Короткозамыкатели микроэлектронных устройств СВЧ применяют для заземления симметричных и несимметричных МПЛ в конструкциях резонаторов, фильтров и т. п. Короткое замыкание МПЛ может выполняться с помощью винтов (рис. 2.37), по торцу (рис. 2.38), через отверстие или щель (рис. 2.39). Заземление несимметричной МПЛ можно осуществить через отверстие в подложке либо применяя разомкнутые четвертьволновые шлейфы.

## ГЛАВА 3 УСТРОЙСТВА СВЧ

### § 3.1. Направленные ответвители и мосты

**Основные параметры направленных ответвителей и их связь с матрицей рассеяния.** Направленный ответвитель (НО) является восьмиполюсным устройством, осуществляющим направленное ответвление энергии. В устройстве различают первичную (основную) и вторичную (вспомогательную) линии. При возбуждении одного из плеч первичной линии часть мощности передается в другое плечо этой линии, а часть — в одно из плеч вторичной линии. При этом во второе плечо вторичной линии мощность не передается и оно оказывается развязанным относительно возбуждаемого плеча первичной линии. Направление передачи мощности во вторичную линию зависит от направления прохождения сигнала в первичной. Разделение линий на первичную и вторичную условно и используется для упрощения описания процессов, происходящих в НО.

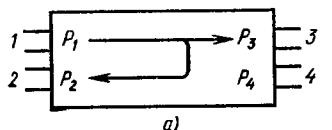
**Гибридным соединением** (трехдекабельным НО) называют НО, осуществляющий равное деление мощности между связанными плечами. Гибридное соединение, напряжения в выходных плечах которого имеют постоянный фазовый сдвиг в полосе частот, называют **мостовым устройством** (мостом).

Разновидности НО показаны на рис. 3.1. В идеальном случае НО представляет собой чисто реактивный (не имеющий потерь)

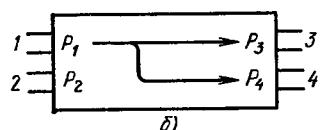
взаимный восьмиполюсник, который может быть описан матрицей рассеяния

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix}.$$

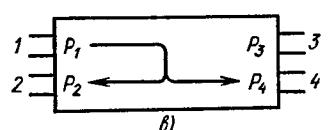
Характеристики НО могут быть найдены через элементы матрицы рассеяния. Основными характеристиками НО являются рабочее затухание в первичной линии, переходное ослабление, направленность, развязка, неравномерность деления мощности, фазовое соотношение напряжений в выходных плечах, полоса пропускания, согласование плеч НО с подводящими линиями. Рассмотрим основные характеристики НО, используя рис. 3.1, а.



а)



б)



в)

Рис. 3.1. Разновидности направленных ответвителей

Развязка зависит от отношения мощностей на входе первичной линии и на развязанном выходе вторичной линии

$$C_{14} = 10 \lg (P_1/P_4) = 10 \lg (1/|S_{14}|^2).$$

#### Направленность НО

$$C_{24} = 10 \lg (P_2/P_4) = 10 \lg (|S_{12}|^2/|S_{14}|^2).$$

Неравномерность деления представляет собой разность между переходным ослаблением и затуханием в первичной линии  $\Delta C = C_{12} - C_{13}$ .

Коэффициент стоячей волны в  $i$ -м плече

$$K_{ctiU} = (1 + |S_{ii}|)/(1 - |S_{ii}|).$$

Коэффициент деления по напряжению  $M = S_{13}/S_{12}$ , коэффициент деления по мощности  $m = |M|^2 = |S_{13}|^2/|S_{12}|^2$ .

Фазовые соотношения НО характеризуют абсолютные значения фаз напряжений в плечах или относительную разность фаз напряжений выходных плеч. Наибольшее распространение полу-

чили квадратурные НО ( $\Delta\phi = 90^\circ$ ) и синфазно-противофазные НО ( $\Delta\phi = 0$  или  $\Delta\phi = 180^\circ$ ).

В матрице рассеяния идеального НО типа рис. 3.1, а равны нулю элементы  $S_{11}, S_{22}, S_{33}, S_{44}$  (условия идеального согласования) и  $S_{14}, S_{41}, S_{23}, S_{32}$  (условия идеальной развязки). В реальных устройствах, работающих в полосе частот, эти соотношения, естественно, не выполняются. Поэтому развязка имеет конечное значение, т. е. в развязанное плечо поступает некоторая, хотя и весьма незначительная, часть входной мощности.

На рис. 3.2 показано графическое изображение НО на электрических схемах. Верхняя цифра указывает переходное затухание, нижняя — направленность.

Классифицировать НО можно по различным признакам: по виду связи между первичной и вторичной линиями, по степени связи, по типу используемых линий передачи и т. п. В зависимости от переходного ослабления НО подразделяются на сильносвязанные ( $|C_{12}| < 10$  дБ) и слабосвязанные ( $|C_{12}| > 10$  дБ). По виду связи различают НО со шлейфной связью и с распределенной электромагнитной связью.

**Кольцевой направленный ответвитель.** К НО со связью шлейфного типа относится кольцевой НО, топология которого показана на рис. 3.3. Кольцо имеет длину  $1,5\lambda$ . При возбуждении плеча 1 входной сигнал делится на две части и распространяется по двум каналам. Сигналы складываются синфазно (пучность напряжения) в точках  $B$  и

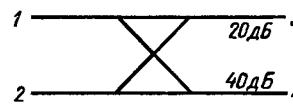


Рис. 3.2. Изображение НО на электрических схемах

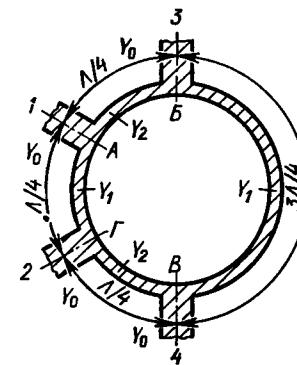


Рис. 3.3. Топология кольцевого НО на МПЛ

$G$  кольца и противофазно в точке  $B$  (узел напряжения). При равенстве амплитуд этих сигналов напряжение в точке  $B$  равно нулю и мощность в плече 4 не передается. Таким образом, поступающий в плечо 1 сигнал делится между плечами 2 и 3, которые являются смежными по отношению к плечу 1.

Условие идеального согласования в терминах, нормированных относительно  $Y_0$  волновых проводимостей ( $y_1 = Y_1/Y_0$ ,  $y_2 = Y_2/Y_0$ ), имеет вид

$$y_1^2 + y_2^2 = 1. \quad (3.1)$$

С учетом условия (3.1) матрицу рассеяния кольцевого НО

(рис. 3.3) на средней частоте рабочего диапазона запишем в виде

$$S = -j \begin{bmatrix} 0 & y_1 & y_2 & 0 \\ y_1 & 0 & 0 & y_2 \\ y_2 & 0 & 0 & -y_1 \\ 0 & y_2 & -y_1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Очевидно, что  $\arg(S_{21}/S_{31})=0$ ,  $\arg(S_{24}/S_{34})=\pi$ , т. е. кольцевой НО является синфазно-противофазным. Коэффициент деления мощности  $m=|S_{31}|^2/|S_{21}|^2=y_2^2/y_1^2$ .

При выполнении условия (3.1) волновые проводимости линий равны  $y_1=\sqrt{1/(1+m)}$ ,  $y_2=\sqrt{m/(1+m)}$  или после денормировки

$$Y_1=Y_0\sqrt{1/(1+m)}, Y_2=Y_0\sqrt{m/(1+m)}.$$

Для гибридного кольца  $m=1$ ,  $Y_1=Y_2=Y_0/\sqrt{2}$ .

Относительная полоса частот кольцевого НО длиной  $3\Lambda/2$  обычно не превышает 20%. Ограничение полосы частот определяется главным образом частотными свойствами отрезка линии передачи длиной  $3\Lambda/4$ . На рис. 3.4 в качестве примера приведе-

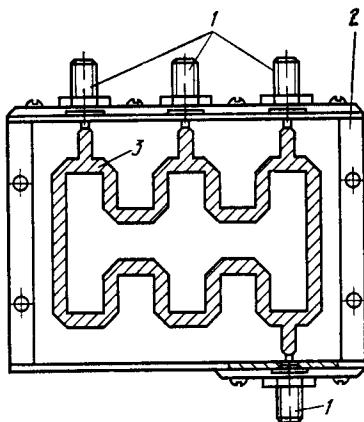


Рис. 3.4. Конструкция кольцевого НО:  
1 — переход; 2 — корпус; 3 — МПЛ

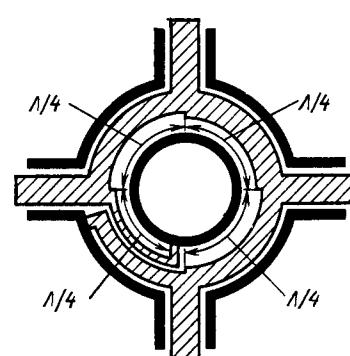


Рис. 3.5. Кольцевой НО с опрокидыванием фазы

ча конструкция кольцевого НО. Для уменьшения габаритов устройства отрезки линий передачи свернуты в меандры.

Существенно более широкий диапазон рабочих частот (порядка октавы) имеют кольцевые НО длиной  $\Lambda$ , называемые ответителями с опрокидыванием фазы. Общий принцип их построения состоит в том, что линия длиной  $3\Lambda/4$  заменяется

четвертьволновой линией и фиксированным фазовращателем, имеющим фазовый сдвиг  $\pm\pi$ . На рис. 3.5 показан кольцевой НО, в котором применен фильтр на связанных четвертьволновых линиях передачи, осуществляющий опрокидывание фазы. Известны также конструкции, в которых аналогичная секция выполняется как комбинация симметричной и несимметричной МПЛ, либо симметричной МПЛ и щелевой линии.

**Шлейфный направленный ответвитель** представляет собой два отрезка линии передачи, соединенных между собой двумя или большим числом шлейфов, длина которых равна четверти длины волны в линии (рис. 3.6). Шлейфы включаются в линию

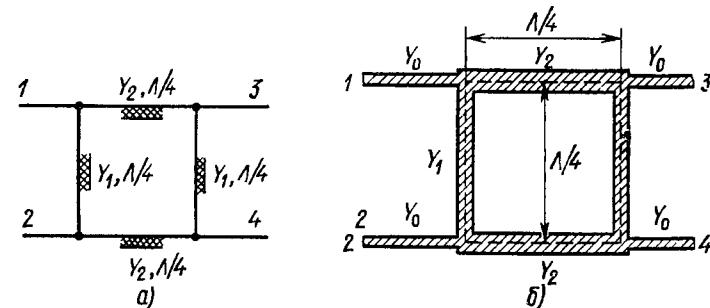


Рис. 3.6. Электрическая схема (а) и топология (б) двухшлейфного НО

также на расстоянии  $\Lambda/4$ . При возрастании числа шлейфов расширяется полоса рабочих частот, однако при числе шлейфов более трех волновые сопротивления крайних шлейфов становятся очень большими. Это создает существенные трудности при выполнении таких НО методами интегральной технологии, поэтому в практических устройствах число шлейфов не превышает трех.

Условие идеального согласования двухшлейфного НО на средней частоте рабочего диапазона:  $y_1^2=y_2^2-1$ , где  $y_1$  и  $y_2$  — нормированные волновые проводимости отрезков линии передачи. При идеальном согласовании матрица рассеяния двухшлейфного НО имеет вид

$$S = -\frac{1}{y_2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & j & y_1 \\ 0 & 0 & y_1 & j \\ j & y_1 & 0 & 0 \\ y_1 & j & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Через элементы матрицы рассеяния легко определяется рабочее затухание в первичной линии  $C_{13}=10 \lg y_2^2$  и переходное ослабление  $C_{14}=10 \lg (y_2^2/y_1^2)$ .

Коэффициент деления мощности  $m = |S_{31}|^2 / |S_{41}|^2 = 1/y_1^2 = 1/(y_2^2 - 1)$ , откуда  $y_1 = \sqrt{1/m}$ ,  $y_2 = \sqrt{(m+1)/m}$ , что в системе ненормированных проводимостей имеет вид

$$Y_1 = Y_0 \sqrt{1/m}, \quad Y_2 = Y_0 \sqrt{(m+1)/m}.$$

Двухшлейфный НО является квадратурным, поскольку  $\arg(S_{31}/S_{41}) = \pi/2$ . Свойствами моста описанный НО обладает при  $m=1$ , т. е. при  $Y_1=Y_0$ ,  $Y_2=\sqrt{2}Y_0$ .

В нижней части диапазона СВЧ, где геометрическая длина отрезков линии передачи велика, для уменьшения размеров НО отрезки линий выполняются в виде меандра (рис. 3.7, а). В коротковолновой части диапазона СВЧ возникает про-

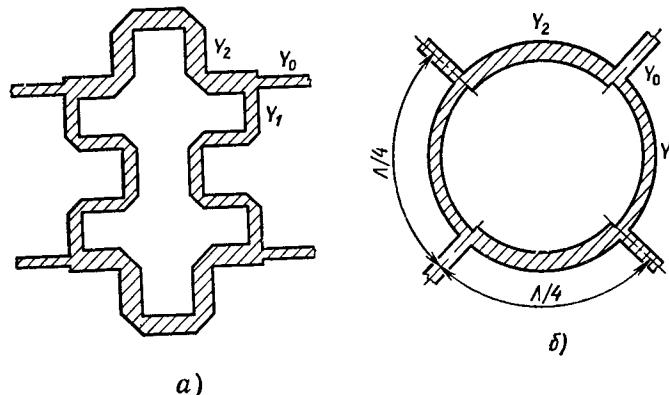


Рис. 3.7. Варианты топологии двухшлейфного НО

блема ослабления влияния неоднородностей в местах сочленения линий. Здесь применяется топологическое решение шлейфного НО в виде кольца длиной  $\Lambda$  (рис. 3.7, б).

**Ответители на связанных линиях.** НО с распределенной электромагнитной связью составляют обширный класс ответвителей. Они более известны под названием ответители на связанных линиях передачи. Различают НО с боковой и лицевой связью (рис. 3.8). Длина области связи  $l$  (рис. 3.8) составляет нечетное число четвертей длины волны в линии на средней частоте рабочего диапазона. Обычно длина области связи выбирается равной  $\Lambda/4$ .

Распространяющаяся в первичной линии волна частично отвечается во вторичную линию, где она распространяется в противоположном направлении. Таким образом, НО на связанных линиях является противонаправленным (см. рис. 3.1, а).

Поперечные сечения  $I-I'$  (рис. 3.8) связанных линий с боковой связью показаны на рис. 3.9, а, б, с лицевой связью — на рис. 3.9, в, г, причем на рис. 3.9, а, в связанные линии являются симметричными, а на рис. 3.9, б, г — несимметричными. В струк-

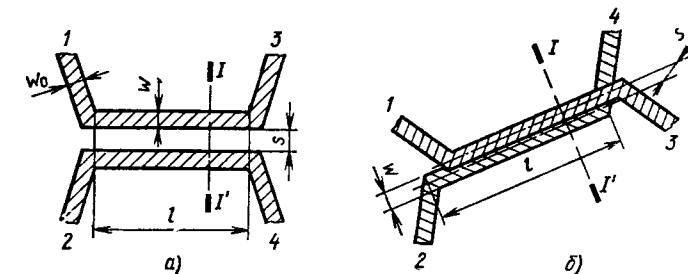


Рис. 3.8. НО на связанных линиях с боковой (а) и лицевой (б) связью

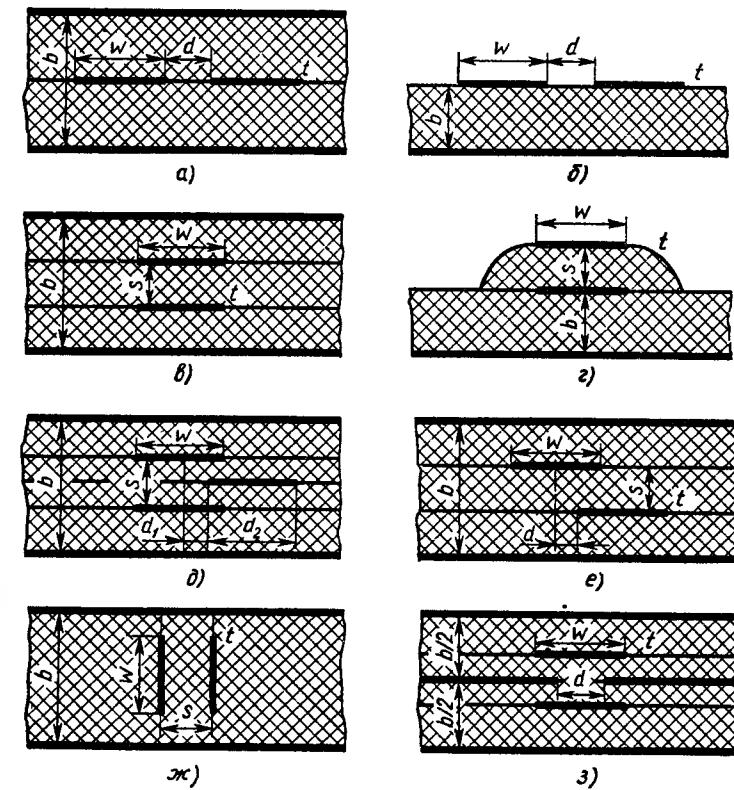


Рис. 3.9. Поперечные сечения НО на связанных линиях

туре, показанной на рис. 3.9, *в*, каждый из полосковых проводников расположен несимметрично относительно внешних «заземленных» пластин. Это способствует возникновению паразитных волн. Устранить этот крайне нежелательный эффект можно, полностью экранируя НО или вводя в зазор связи *s* дополнительный уравновешивающий проводник (рис. 3.9, *д*).

Другие возможные варианты поперечного сечения показаны на рис. 3.9, *е*, *ж*. В структуре, показанной на рис. 3.9, *з*, линии передачи связаны через щель, ширину которой *d* определяет степень связи.

Матрица рассеяния НО на связанных линиях при идеальном согласовании ( $Z_{0e}Z_{0o}=1$ ) имеет вид

$$S = \begin{bmatrix} 0 & A & B & 0 \\ A & 0 & 0 & B \\ B & 0 & 0 & A \\ 0 & B & A & 0 \end{bmatrix},$$

где

$$A = \frac{j k \sin \Theta}{\sqrt{1 - k^2} \cos \Theta + j \sin \Theta}; \quad B = \frac{\sqrt{1 - k^2}}{\sqrt{1 - k^2} \cos \Theta + j \sin \Theta};$$

$k = (Z_{0e} - Z_{0o}) / (Z_{0e} + Z_{0o})$  — коэффициент связи линий;  $\Theta$  — электрическая длина связанных линий;  $Z_{0e}$ ,  $Z_{0o}$  — нормированные волновые сопротивления при четном и нечетном возбуждении.

Переходное ослабление НО на связанных линиях  $C_{12} = -10 \lg (k^{-2}) [1 + (1 - k^2) \operatorname{ctg}^2 \Theta]$ , рабочее затухание  $C_{13} = 10 \lg X \times (1 - k^2)^{-1} (1 - k^2 \cos^2 \Theta)$ .

Фазовый сдвиг сигналов между плечами 3 и 2  $\arg(S_{13}/S_{12}) = -\arg(B/A) = \pi/2$ , следовательно, НО является квадратурным.

Существенным недостатком НО на связанных несимметричных линиях является различие постоянных распространения четных и нечетных волн. На рис. 3.10, *а* показана структура по-

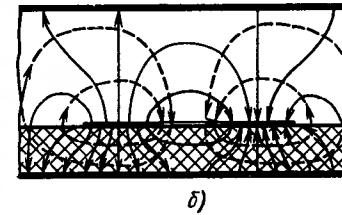
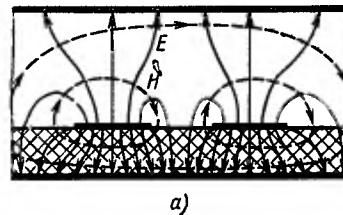


Рис. 3.10. Структура электромагнитного поля четной (а) и нечетной (б) волн в НО с боковой связью

ля четной волны, на рис. 3.10, *б* — нечетной. Известно, что четная волна распространяется главным образом в толще подложки, а нечетная волна в значительной степени вытесняется в воздух. Таким образом, эффективные диэлектрические проница-

мости для четной и нечетной волн различаются, а следовательно, различаются скорости распространения этих волн и фазовые сдвиги, приобретенные на длине связи. При повышении коэффициента связи возрастает различие постоянных распространения, направление распространения энергии в первичной и вторичной линиях совпадает, искажаются фазовые соотношения сигналов и ухудшаются характеристики НО. Направленность НО на связанных линиях падает с увеличением степени связи.

Фазовые скорости четной и нечетной волн можно выровнять, принимая специальные меры. В НО, поперечное сечение которого показано на рис. 3.11, *а*, связанные линии покрываются сверху дополнительным слоем диэлектрика. В этом случае большая часть энергии нечетной волны распространяется в диэлектрике

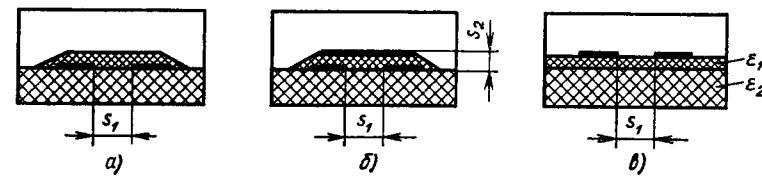


Рис. 3.11. НО с дополнительным слоем диэлектрика для выравнивания фазовых скоростей четной и нечетной волн

покрытия и подложки. Использование дополнительного проводника со свободным потенциалом позволяет достичь еще большего выравнивания фазовых скоростей (рис. 3.11, *б*). Длина этого проводника равна длине области связи НО. Для выравнивания эффективных диэлектрических проницаемостей для четной и нечетной волн используются также подложки с неоднородным заполнением (рис. 3.11, *в*). При  $\epsilon_2 < \epsilon_1$  дополнительный слой диэлектрика снижает  $\epsilon_{\text{эфф}}$  четной волны по сравнению с  $\epsilon_{\text{эфф}}$  для нечетной.

Выравнивание фазовых скоростей в НО (рис. 3.12, *а*, *б*) осуществляют, включая конденсаторы в середину или по краям области связи.

Интересным техническим решением проблемы выравнивания фазовых сдвигов волн двух типов является применение периодического профиля области связи — пилообразного или ступенчатого (рис. 3.12, *в*, *г*). В такой структуре увеличивается длина пути нечетной волны по сравнению с четной, поскольку токи нечетной волны вытесняются к внутренним краям проводников в области связи, а токи четной волны — к внешним. Этим и обеспечивается выравнивание фазовых сдвигов.

Направленные ответвители с сильной связью реализуются достаточно просто на основе связанных линий с лицевой связью. Связанные линии с боковой связью, напротив, позволяют созда-

вать лишь слабосвязанные НО, что обусловлено значительными технологическими трудностями. Так, 3-дБ НО на подложке с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon=9,6$  при толщине проводников, близкой нулю, должен иметь зазор между связанными линиями менее 10 мкм, что практически нереализуемо. Вместе с тем наиболее простыми в технологическом отношении являются связанные несимметричные МПЛ, выполняемые в

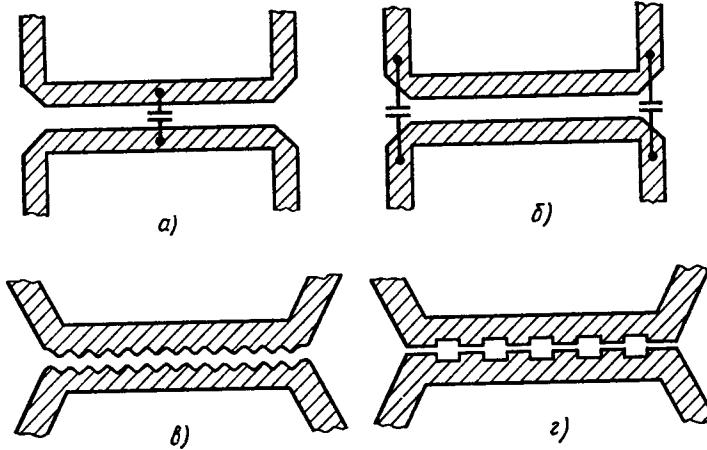


Рис. 3.12. Примеры топологии НО, обеспечивающие выравнивание фазовых скоростей четной и нечетной волн

едином технологическом цикле, без дополнительной сборки, хорошо сопрягаемые со схемами, содержащими навесные компоненты. Все это обуславливает интерес к таким конструктивным решениям, которые допускают реализацию сильносвязанных НО при достаточно больших, технологически выполнимых зазорах между связанными линиями.

Указанными свойствами обладает *тандемный НО*, представляющий соединение двух одинаковых НО на связанных линиях передачи (рис. 3.13, а). Нетрудно видеть, что плечи 1 и 2 являются развязанными (соответственно развязаны плечи 3 и 4); сигнал, поступающий в плечо 1, делится между плечами 3 и 4. Матрица рассеяния тандемного НО с точностью до фазового множителя, определяемого длиной подводящих и соединительных линий,

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 & A & B \\ 0 & 0 & B & A \\ A & B & 0 & 0 \\ B & A & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

где

$$A = (1 - r^2 \sin^2 \Theta) / (\cos \Theta + j\sqrt{1+r^2} \sin \Theta)^2;$$

$$B = (2 \operatorname{J} r \sin \Theta) / (\cos \Theta + j\sqrt{1+r^2} \sin \Theta)^2;$$

$r = k / \sqrt{1 - k^2}$ ;  $k$  — коэффициент связи составляющих тандем НО;  $\Theta$  — электрическая длина области связи составляющих тандем НО; на средней частоте рабочего диапазона  $\Theta = \pi/2$ .

Коэффициент связи тандемного НО на центральной частоте

$$|S_{14}| = k_r = 2k \sqrt{1 - k^2}. \quad (3.2)$$

Отсюда получаем выражение для коэффициентов связи отдельных НО:

$$k_{1,2} = \sqrt{1 - \sqrt{1 - k_r^2}} / \sqrt{2}. \quad (3.3)$$

На основании выражений (3.2), (3.3) можно убедиться, что для реализации 3-дБ тандемного НО ( $k_r = 0,7071$ ) составляю-

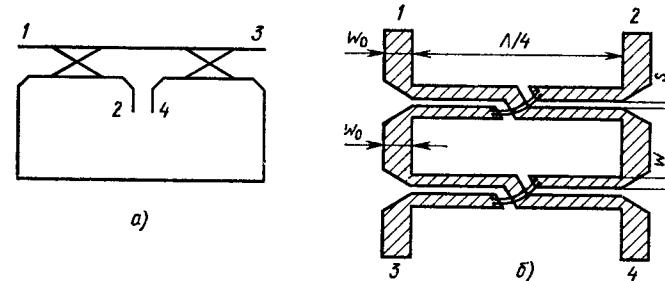


Рис. 3.13. Электрическая схема (а) и топология (б) тандемного НО

щие его ответвители должны иметь переходное затухание 8,34 дБ ( $k_{1,2} = 0,3827$ ). При таком переходном затухании геометрические размеры связанных линий на подложке с  $\epsilon = 9,6$  составляют  $w/h = 0,77$ ;  $s/h = 0,18$ , где  $h$  — толщина подложки.

Тандемный НО позволяет не только увеличить зазор между связанными линиями с боковой связью, но и снизить требования к допускам на геометрические размеры. Он оказывается менее чувствительным к отклонению геометрических размеров от номинального значения по сравнению с обычным НО на связанных линиях. Дополнительным преимуществом тандемного НО является его большая широкополосность по сравнению с одиночным. Так, при сравнении 3-дБ НО оказывается, что тандемный НО имеет относительную полосу пропускания 70% при отклонении переходного затухания на 0,2 дБ от своего значения на средней частоте рабочего диапазона, одиночный НО — 38%.

Другим вариантом сильносвязанных НО на несимметричных МПЛ являются *встречно-стержневые структуры* (рис. 3.14), называемые ответвителями Ланге. Мощность, поступающая в плечо 1, делится поровну между плечами 2 и 3. Плечи 1 и 4 являются

ся развязанными. Сигнал в плече 2 опережает на  $\pi/2$  сигнал в плече 3. Трехдекибелльный НО на подложке с  $\epsilon=9,6$  имеет размеры  $w/h=0,107$ ,  $s/h=0,071$ . В полосе частот 2...4 ГГц развязка составляет 21,5...40 дБ при потерях не более 0,25 дБ.

Недостатком тандемных НО и ответвителей Ланге является наличие проволочных перемычек (см. рис. 3.13, 3.14), которые

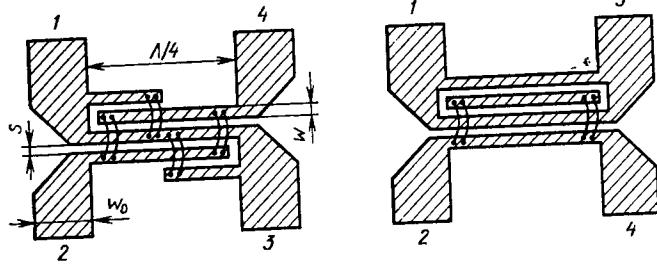


Рис. 3.14. Встречно-стержневые микрополосковые НО

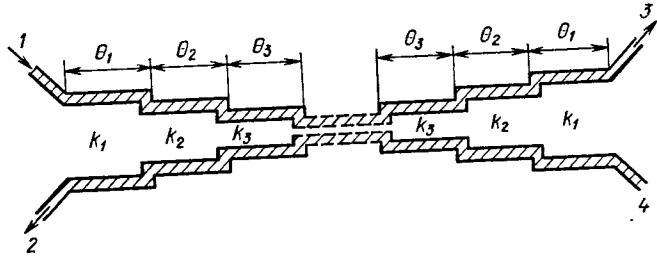


Рис. 3.15. Топология широкополосного ответвителя на связанных линиях

припаиваются или привариваются к линиям передачи. Для уменьшения паразитных индуктивностей они образуются из нескольких проволочек.

Многооктавные полосы пропускания могут иметь НО, состоящие из каскадного соединения нескольких звеньев равной электрической длины  $\Theta$  с различными коэффициентами связи (рис. 3.15). Недостатком таких ответвителей являются сравнительно большие габариты. Известны также аналогичные НО с плавно изменяющимися по длине коэффициентом связи.

### § 3.2. Делители и сумматоры мощности

При разработке устройств СВЧ различного назначения широкое применение находят делители и сумматоры мощности. Делители мощности распределяют мощность, поступающую на вход, между несколькими выходными каналами. Сумматоры обеспечивают сложение мощностей, поступающих на несколько входных каналов, в общей нагрузке. Делители и сумматоры мощ-

ности являются, как правило, взаимными устройствами, т. е. могут выполнять и деление, и суммирование мощности. В зависимости от назначения делители мощности осуществляют равное или неравное деление на два или большее число каналов.

К делителям и сумматорам мощности могут предъявляться самые разнообразные требования, которые определяются их применением. Делители мощности фазированных антенных решеток должны обеспечивать в выходных плечах заданное амплитудно-фазовое распределение, которое формирует требуемую диаграмму направленности решетки. При построении широкополосных транзисторных усилителей мощности применяются квадратурные делители и сумматоры, выполняющие наряду с функциями деления (суммирования) функции согласования отдельных каскадов усилителя с генератором и друг с другом. Сумматоры мощности нескольких генераторов должны иметь возможность синхронизировать генераторы таким образом, чтобы обеспечить синфазное сложение их мощностей в нагрузке. Делители и сумматоры мощности должны иметь приемлемое согласование в полосе частот и необходимую развязку между каналами. Существенными являются также массогабаритные параметры этих устройств, показатели надежности, стоимости и др.

Делители могут быть выполнены на основе последовательных или параллельных схем. Выбор того или иного схемного решения производится исходя из технических требований к устройству, с учетом технологических возможностей их реализации.

Делитель мощности последовательного типа является одним из наиболее простых делителей на гладких переходах (рис. 3.16).

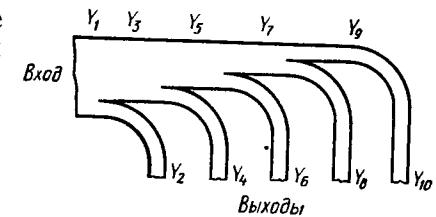


Рис. 3.16. Топология делителя мощности на основе гладких переходов

Для согласования на входе и выходах этого делителя могут быть включены трансформирующие четвертьволновые секции. Недостатком делителя на основе гладких переходов является низкое переходное затухание между каналами.

Простейшей схемой параллельного типа является сумматор мощности, выполненный в виде многолучевой звезды. На рис. 3.17 показана схема сумматора, входные и выходные плечи которого имеют равные волновые сопротивления  $Z_0$ . Согласование осуществляется с помощью четвертьволнового отрезка линии пе-

передачи, волновое сопротивление которой  $Z_1 = Z_0/\sqrt{N}$ , где  $N$  — число входных плеч. Развязка генераторов (дБ) определяется числом входных плеч:

$$C = 10 \lg [(1 - N^{-2})/(2N - 1)]. \quad (3.4)$$

Во многих случаях развязка (3.4) оказывается недостаточной, поэтому к входным плечам сумматора подключаются вентили, поэтому к входным плечам сумматора подключаются вентили (рис. 3.18). Это приводит к возрастанию габаритов и массы

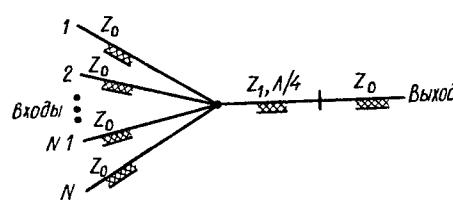


Рис. 3.17. Электрическая схема сумматора мощности в виде многолучевой звезды

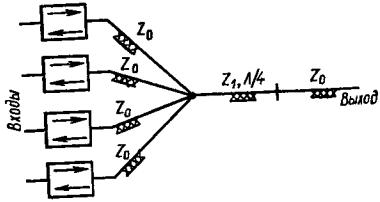


Рис. 3.18. Схема сумматора с вентилями

устройства, но в то же время вентили защищают генераторы от воздействия отраженных волн при возможных изменениях нагрузки на выходе.

**Кольцевые делители мощности** (рис. 3.19). Согласование входа и выходов в этих устройствах достигается подбором волновых сопротивлений четвертьволновых отрезков МПЛ, которые в случае равного деления мощности имеют значение  $Z_1 = \sqrt{2}Z_0$ .

При возбуждении делителя со входа 3 вследствие его электрической симметрии точки  $B$  и  $C$  оказываются эквипотенциальными.

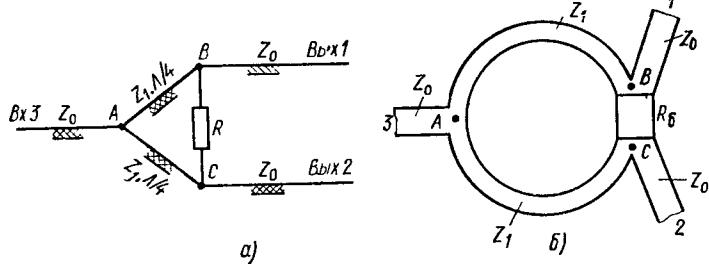


Рис. 3.19. Электрическая схема (а) и топология (б) одноступенчатого кольцевого делителя мощности

альными. Ток через балластный резистор  $R_b$  не протекает, и мощность в нем не выделяется. Вся мощность генератора делится пополам и передается в нагрузку, подключенные к выходным плечам 1 и 2. При возбуждении делителя со стороны

одного из выходных плеч, например с выхода 1, сигнал в точку  $C$  приходит по двум путям: через четвертьволновые отрезки (путь  $B-A-C$ ) и через резистор  $R_b$  (путь  $B-C$ ). Разность фаз сигналов, прошедших пути  $B-A-C$  и  $B-C$ , равна  $180^\circ$ . Сопротивление балластного резистора  $R_b=2Z_0$  обеспечивает равенство амплитуд указанных противофазных сигналов. Таким образом, напряжение в точке  $C$  равно нулю, а мощность сигнала, поступающего на выход 1, частично гасится в балластном резисторе, частично поступает во входное плечо 3. На средней частоте рабочего диапазона кольцевой делитель мощности имеет идеальное согласование и бесконечную развязку выходных плеч. Если плечи 1 и 2 возбуждаются одновременно противофазными сигналами равной амплитуды, то в точке  $A$  эти сигналы складываются в противофазе и во входное плечо мощность не передается. Вся мощность гасится в балластном сопротивлении. При возбуждении выходных плеч синфазными сигналами мощность передается на вход. Кольцевой делитель мощности является своеобразным фильтром противофазных сигналов.

Развязка выходных плеч кольцевого делителя с равным делением мощности составляет 20 дБ в полосе частот с коэффициентом перекрытия диапазона 1,44 при  $K_{ctU}$  не более 1,2. Вносимое затухание при этом изменяется от 3,01 до 3,08 дБ. В реальных устройствах (из-за влияния технологических отклонений, неоднородностей и рассогласования) развязка выходных плеч обычно не превышает 30 дБ.

В ряде случаев широкополосность кольцевых делителей оказывается недостаточной. Более широкий диапазон рабочих час-

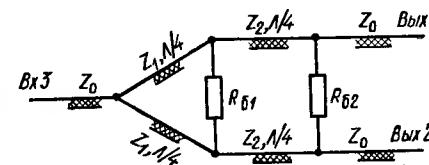


Рис. 3.20. Электрическая схема двухступенчатого делителя мощности

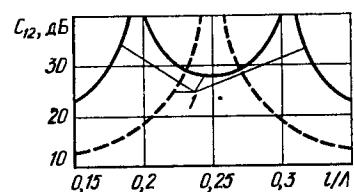
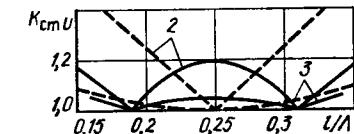


Рис. 3.21. Характеристики одно- и двухступенчатого делителя мощности:  
1 — развязка ( $C_{12}$ ) между выходными каналами; 2 —  $K_{ctU}$  на входе; 3 —  $K_{ctU}$  на выходе



тот по сравнению с одноступенчатым имеют **многоступенчатые делители** (рис. 3.20). Характеристики одно- и двухступенчатого делителей приведены для сравнения на рис. 3.21 в функции  $l/\Lambda$  ( $l$  — длина линии,  $\Lambda$  — длина волны в линии). В практиче-

ских устройствах число ступеней обычно не превышает четырех. Расчет таких делителей проводится по справочным данным.

Кольцевые делители могут осуществлять неравное деление мощности (рис. 3.22). На входе и выходах делителя включены

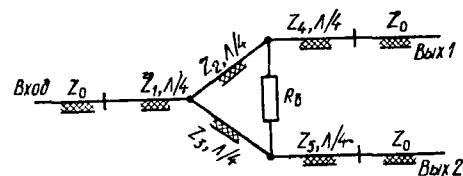


Рис. 3.22. Электрическая схема делителя с неравным делением мощности

четвертьволновые трансформирующие секции с волновыми сопротивлениями  $Z_1, Z_2, \dots, Z_5$ . Если  $P_1$  — мощность на выходе 1,  $P_2$  — мощность на выходе 2, то по заданному отношению выходных мощностей  $n^2 = P_2/P_1$  можно определить волновые со-

противления и балластный резистор делителя мощности:

$$Z_1 = Z_0 \sqrt[n]{n/(1+n^2)}; Z_2 = Z_0 \sqrt[n^3]{(1+n^2)}$$

$$Z_3 = Z_0 \sqrt[4]{(1+n^2)/n^5}; Z_4 = Z_0 \sqrt{n};$$

$$Z_5 = Z_0 / \sqrt{n}; R_b = Z_0 (1+n^2)/n.$$

На рис. 3.23 показана простейшая схема параллельного  $N$ -канального сумматора мощности. Волновые сопротивления четвертьволновых согласующих секций определяются исходя из заданных значений суммируемых мощностей. Схема обеспечивает согласование и развязку генераторов на средней частоте рабочего диапазона. Частотные свойства сумматора по мере увеличения числа каналов ухудшаются. Существенным недостатком подобных сумматоров является трудность их реализации методами интегральной технологии, что обусловлено непланарностью схемы. Преодолеть эту трудность можно, например, используя конструктивное решение, при котором многолучевая звезда из линий передачи и звезда сопротивлений располагаются в двух разных плоскостях.

Наиболее полно требованиям интегральной технологии удовлетворяют планарные многоканальные сумматоры, содержащие незамкнутые цепочки балластных резисторов. Применение многоступенчатых структур такого типа позволяет получать хорошее

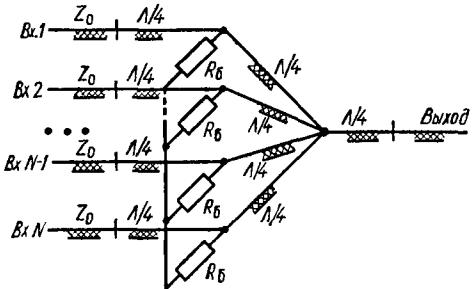


Рис. 3.23. Электрическая схема параллельного  $N$ -канального сумматора мощности

согласование и необходимую развязку. Трехканальный двухступенчатый сумматор с незамкнутой цепочкой балластных резисторов (рис. 3.24) имеет октавную полосу рабочих частот.

**Схемы сложения на направленных ответвителях.** Разнообразное применение в схемах деления и суммирования мощности находят мосты и НО. Мосты используются в делителях с равным делением мощности.

На рис. 3.25 представлена схема делителя мощности на основе кольцевого НО. Поступающий на вход 1 сигнал распределяется между плечами 2, 3 и поступает в нагрузку ( $Y_{h2}, Y_{h3}$ ).

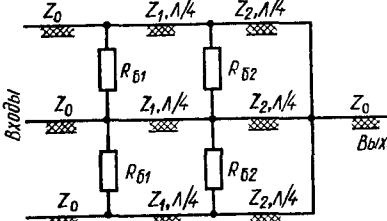


Рис. 3.24. Схема трехканального сумматора, содержащего незамкнутые цепочки балластных резисторов

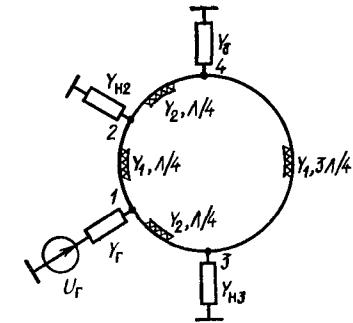


Рис. 3.25. Электрическая схема делителя мощности на основе кольцевого НО

В силу фазовых соотношений в кольцевом НО в плечо 4 мощность не должна поступать. Практически вследствие технологических погрешностей, влияния неоднородностей, возникающих в местах соединения отрезков линий, неидеальности согласования в плечо 4 поступает незначительная часть мощности генератора, где она гасится в согласованной балластной нагрузке  $Y_b$ .

Делитель на кольцевом НО может обеспечить неравное деление мощности между каналами 2 и 3. Полагая заданным коэффициент деления мощности  $m$  в нагрузках  $Y_{h2}$  и  $Y_{h3}$  ( $m = P_2/P_3$ ), волновые проводимости отрезков линий можно найти из соотношений

$$Y_1 = Y_0 \sqrt{m/(m+1)},$$

$$Y_2 = Y_0 \sqrt{1/(m+1)},$$

где  $Y_0$  — волновая проводимость подводящих линий;  $Y_r$  — входная проводимость генератора, причем  $Y_0 = Y_r = Y_{h2} = Y_{h3} = Y_b$ .

Делитель мощности на основе двухшлейфного НО (рис. 3.26) также может осуществлять деление входной мощности между

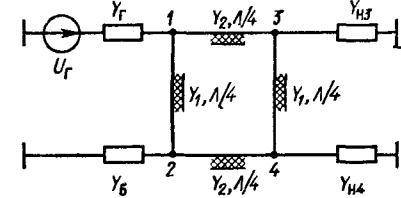


Рис. 3.26. Электрическая схема делителя мощности на основе двухшлейфового НО

каналами в заданной пропорции. Сигнал от генератора поступает в плечо 1 и делится между плечами 3 и 4, не ответвляясь (теоретически) в плечно 2. По заданному соотношению мощностей  $m = P_3/P_4$  можно найти волновые проводимости линий:

$$Y_1 = Y_0/V\sqrt{m}, \quad Y_2 = Y_0 V\sqrt{(m+1)/m},$$

где  $Y_0 = Y_r = Y_{h3} = Y_{h4} = Y_b$ .

При построении делителей мощности на основе кольцевого и двухшлейфного НО обычно ограничиваются делением мощности в пропорции 1 : 3. При  $m > 3$  возникают технологические трудности при изготовлении линий с малыми волновыми проводимостями ( $Y_1$  и  $Y_2$ ). Уменьшение ширины линий приводит к увеличению потерь, причем в линиях различной ширины потери различные. Следствием этого является ухудшение согласования и развязки.

Применение НО и мостов в схемах сумматоров мощности имеет свои особенности, определяемые необходимостью синхронизации возбуждающих генераторов. Генераторы, подключенные к развязанным плечам двухшлейфного НО (рис. 3.27), должны обеспечивать равные по амплитуде сигналы с фазовым сдвигом 90°. В этом случае их мощности складываются в плече 4. При нарушении фазового или амплитудного соотношения между напряжениями  $U_{r1}$  и  $U_{r2}$  часть мощности отводится в плечо 3, где она отражается короткозамкнутым или разомкнутым шлейфом  $Y_3$ . Отраженный сигнал используется для синхронизации генераторов. Изменяя длину  $l_3$  короткозамкнутого шлейфа, можно подобрать оптимальный синхронизирующий сигнал, обеспечивающий максимальный КПД. Таким образом создается необходимая степень связи генераторов и их надежная синхронизация.

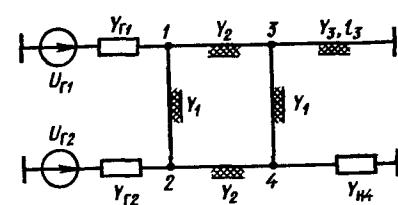


Рис. 3.27. Схема суммирования мощности двух генераторов на основе двухшлейфного НО

замкнутого шлейфа, можно подобрать оптимальный синхронизирующий сигнал, обеспечивающий максимальный КПД. Таким образом создается необходимая степень связи генераторов и их надежная синхронизация.

В низкочастотной части диапазона СВЧ геометрическая длина отрезков линий передачи, на которых реализуются описанные делители мощности, становится достаточно большой. Это приводит к недопустимому увеличению массы и габаритов устройств. С целью снижения размеров отрезки линий передачи сворачивают в меандр или заменяют делители эквивалентами на элементах с сосредоточенными параметрами. Рабочий диапазон устройств, использующих такие аналоги длинных линий, сужается; однако при относительных полосах пропускания до 10% они могут заменять устройства на элементах с распределенными параметрами.

Многоканальные системы деления и суммирования мощности могут быть выполнены на основе двухканальных устройств деления мощности любого типа (по последовательной или параллельной схеме). В качестве примера на рис. 3.28 показаны схемы последовательного и параллельного делителей мощности на свя-

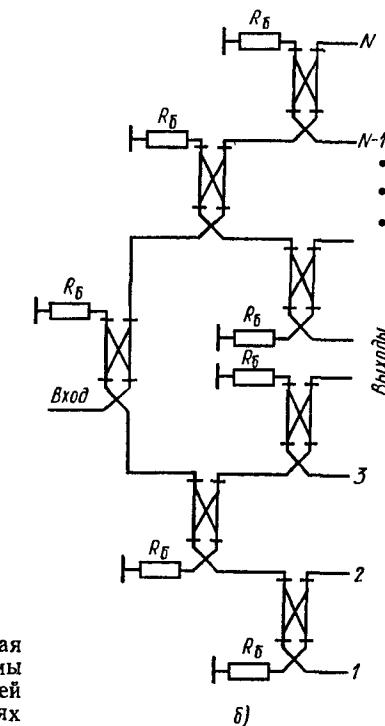
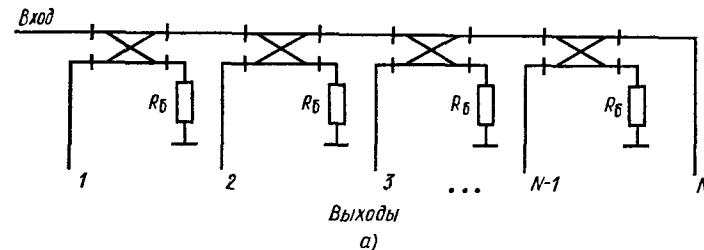


Рис. 3.28. Последовательная (а) и параллельная (б) схемы многоканальных делителей мощности на связанных линиях

занных линиях. Использование делителей с коэффициентом деления, отличным от единицы, позволяет реализовать любой заданный закон распределения мощности в выходных плечах системы с произвольным числом плеч.

### § 3.3. Устройства управления фазой и амплитудой сигнала

Управление фазой сигнала в тракте СВЧ производится с помощью двух- или четырехполюсных устройств с переменными параметрами, изменяющимися под воздействием электрического или магнитного поля. Такие устройства называют *фазовращателями* (ФВ) и широко применяют в фазированных антенных решетках, радиопередающих и радиоприемных устройствах СВЧ, аппаратуре для физических исследований и контрольно-измерительной аппаратуре различного назначения.

В настоящее время значительное распространение получили ФВ на полупроводниковых диодных структурах (*p-n*, *p-i-n*, *n-i-p-i-n*). Это обусловлено их малыми массогабаритными показателями, технологической простотой изготовления.

Работа *p-i-n*-диода основана на изменении активной составляющей сопротивления *i*-области при положительном смещении, когда через диод протекает ток. При отсутствии положительного напряжения сопротивление диода составляет единицы килоом. При положительном смещении (обычно  $U_{cm} \approx 1$  В) сопротивление падает до единиц ом и зависит от тока.

Фазовращатели с полупроводниковыми диодами могут быть как проходными (в этом случае их следует рассматривать как четырехполюсники), так и отражательными (двуухполюсники).

Отражательные ФВ обычно объединяются с Y-циркуляторами.

На рис. 3.29 показана принципиальная электрическая схема дискретного проходного ФВ на *p-i-n*-диодах с использованием 3-дБ направленного ответвителя. Схема представляет собой восьмиполюсник, два плеча которого используются как вход (плечо 1) и выход (плечо 2) ФВ, а два плеча (3 и 4) нагружены идентичными отражающими ячейками. Входной сигнал подается в плечо 1 и делится на два сигнала равной амплитуды, поступающих в плечи 3 и 4. Фазы этих сигналов отличаются на 90°. Поступившие в плечи 3 и 4 сигналы отражаются, причем фазы отраженных сигналов определяются входным сопротивлением отражателей, а следовательно, наличием или отсутствием положительного смещения на *p-i-n*-диодах. Отраженные сигналы складываются синфазно в плече 2 и поступают в нагрузку. Согласование по входу такого ФВ в полосе частот определяется

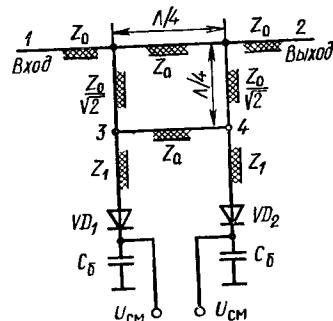


Рис. 3.29. Схема дискретного проходного ФВ с использованием 3-дБ НО

стутившие в плечи 3 и 4 сигналы отражаются, причем фазы отраженных сигналов определяются входным сопротивлением отражателей, а следовательно, наличием или отсутствием положительного смещения на *p-i-n*-диодах. Отраженные сигналы складываются синфазно в плече 2 и поступают в нагрузку. Согласование по входу такого ФВ в полосе частот определяется

главным образом частотными свойствами НО и идентичностью коэффициентов отражения ячеек.

Принцип действия другой разновидности проходного ФВ (рис. 3.30, а) рассмотрим с помощью его эквивалентной схемы (рис. 3.30, б). Схема представляет отрезок длинной линии, обеспечивающий между точками *A* и *B* набег фазы  $\varphi_1 = (\pi + \alpha)/2$ , где  $\alpha$  — требуемый фазовый сдвиг фазовращателя. Можно показать, что если в указанных точках включить одинаковые проводимости  $Y_{bx} = j2Y_0 \operatorname{tg}(\alpha/2)$ , то набег фазы между точками *A* и *B* изменится и будет равен  $\varphi_2 = (\pi - \alpha)/2$ . В результате получается фазовый сдвиг, равный разности фаз в двух состояниях:  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \alpha$ .

Подключаемые к линии проводимости  $Y_{bx}$  реализуются в виде шлейфов (рис. 3.30, а). При одновременном включении диодов каждый шлейф можно рассматривать как короткозамкнутый четвертьволновый отрезок линии с нулевой проводимостью на входе (в точках *A* и *B*). В этом случае шлейфы не влияют на прохождение сигнала по основной линии. При закрытых диодах проводимость  $Y_{bx}$  определяется входной проводимостью короткого участка линии  $y_{bx} = jB_m$ , емкостной проводимостью диода  $jB_c$  и волновой проводимостью  $Y_1$  четвертьволнового шлейфа:  $Y_{bx} = Y_1^2 / (jB_c + jB_m) = -jY_1^2 / (B_c + B_m)$ . Таким образом, соотношение между величинами  $Y_1$ ,  $B_c$  и  $B_m$  выбирается из условия обеспечения требуемого фазового сдвига:  $Y_1^2 / (B_c + B_m) = -2Y_0 \operatorname{tg}(\alpha/2)$ .

В реальных ФВ наличие малого, но отличного от нуля сопротивления диода  $r$  в открытом состоянии и большого, но конечного сопротивления  $R$  закрытого диода приводят к потерям мощности, определяемым активными составляющими проводимостей шлейфов. Так, полагая, что проводимость открытого диода  $G = 1/r$ , для входной проводимости шлейфа легко получить выражение  $Y_{bx}^{otk} = Y_1^2/G$ . При закрытом диоде, имеющем активную проводимость  $g = 1/R$ , входная проводимость шлейфа определяется по формуле  $Y_{bx}^{zak} = Y_1^2 / [g + j(B_c + B_m)] \approx gY_1^2 / (B_c + B_m)^2 - jY_1^2 / (B_c + B_m)$ .

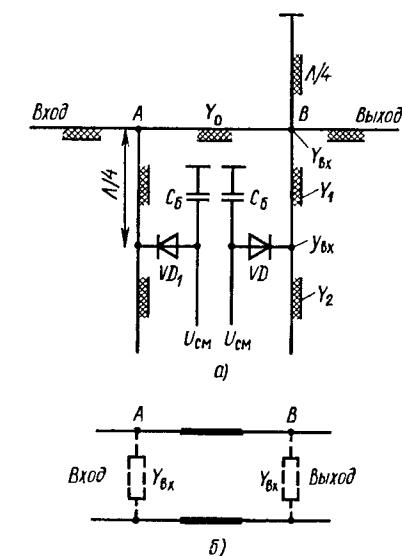


Рис. 3.30. Принципиальная (а) и эквивалентная (б) электрические схемы ФВ с оптимизацией по потерям

Для оптимизации ФВ по потерям, т. е. для выполнения условия равенства потерь в обоих его состояниях, необходимо обеспечить равенство активных составляющих входных проводимостей шлейфа  $Y_1^2/G = g Y_1^2 / (B_c + B_m)^2$ , откуда легко найти выражение для определения  $B_m$  и  $Y_1$ :

$$B_m = \sqrt{Gg} - B_c, \quad Y_1 = \sqrt{2Y_0} \sqrt{Gg} \operatorname{tg}(\alpha/2).$$

В оптимизированном ФВ потери (дБ) определяются по формуле  $L_{\text{ФВ}} = 10 \lg [1 + (4/\sqrt{K}) \operatorname{tg}(\alpha/2)]$ , где  $K = R/r$  — параметр, называемый качеством  $p-i-n$ -диода (в реальных диодах  $K = 100 \dots 2000$ ; для идеального диода  $K \rightarrow \infty$ ). Из последней формулы видно, что потери возрастают с увеличением  $\alpha$ , а при  $\alpha \rightarrow \pi$   $L_{\text{ФВ}} \rightarrow \infty$ . Следовательно, в рассмотренной схеме можно реализовать фазовый сдвиг, не превышающий  $\pi$ . На практике такие фазовращатели используются для получения небольших фазовых сдвигов (до  $\pi/4$ ).

Каскадное включение фазовращателей, дающих фазовые сдвиги  $\alpha; \alpha/2; \alpha/4; \alpha/8, \dots$ , образует многоразрядный ФВ на  $2^{n+1}$  дискретных значений фазы. Он обеспечивает в заданных пределах  $2\alpha$  любой фазовый сдвиг с требуемой степенью точности, определяемой значением  $n$ .

**Управление амплитудой сигнала в тракте СВЧ** производят с помощью **выключателей (импульсных модуляторов)**, **переключателей (коммутаторов)**, **аттенюаторов**, **модуляторов**, **ограничителей**. Все эти устройства нередко имеют одинаковые схемные решения и отличаются друг от друга управляющим элементом, характеристиками управляющего воздействия и т. п. Эти отличия соответствуют специфическим требованиям к устройствам каждого конкретного типа. Так, управляемые аттенюаторы можно использовать в качестве амплитудных модуляторов в широкой полосе частот.

Одной из основных характеристик устройств управления амплитудой является вносимое затухание  $L = 10 \lg(P_{\text{вх}}/P_{\text{вых}})$ , где  $P_{\text{вх}}$  — мощность, поступающая на вход;  $P_{\text{вых}}$  — мощность на выходе.

Коммутационные устройства должны пропускать сигнал в состоянии «включено» со входа на один или несколько выходов с минимальным вносимым затуханием и обеспечивать максимальное затухание между входом и выходом (выходами) в состоянии «выключено».

На рис. 3.31 показана схема трехкаскадного переключателя на  $p-i-n$ -диодах. Последовательное включение трех каскадов через полуволновые отрезки линий передачи позволяет увеличить затухание в состоянии «выключено». Цепи питания выполнены на основе четвертьволновых шлейфов и индуктивностей.

В состоянии «включено» диоды имеют большое сопротивление и мощность передается на выход с минимальными потерями.

В состоянии «выключено» сопротивление диодов много меньше волнового сопротивления линии передачи. Это создает в сечениях включения диодов режим, близкий к короткому замыканию. Поступившая на вход выключателя мощность отражается. Подобный выключатель обеспечил в состоянии «выключено» затухание не менее 90 дБ и потери в состоянии «включено» не более 1 дБ в полосе частот 1,7...2,3 ГГц.

На рис. 3.32 приведены варианты схем двухканальных переключателей с различным включением диодов в линию: последовательным (а), параллельным (б) и комбинированным (в). Принцип работы схем оче-

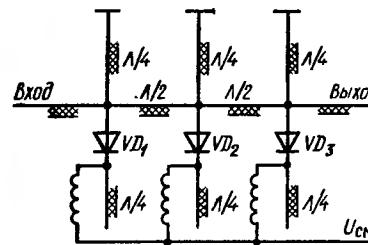


Рис. 3.31. Электрическая схема трехкаскадного переключателя на  $p-i-n$ -диодах

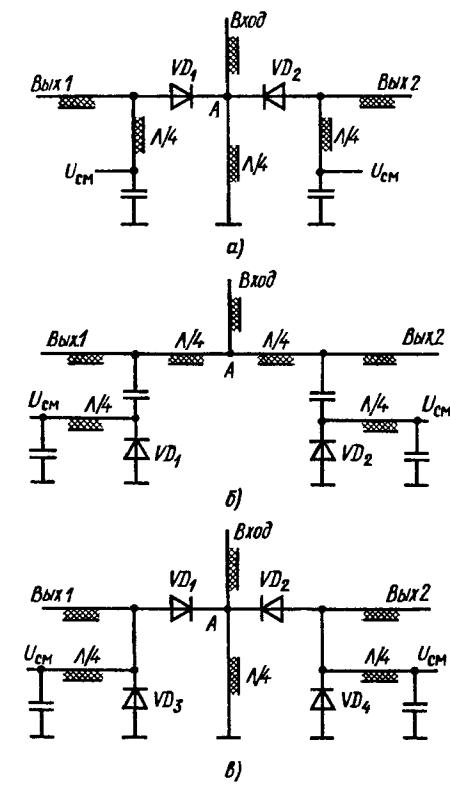


Рис. 3.32. Варианты электрических схем двухканальных переключателей

виден: состояние «включено» соответствует открытym последовательным диодам и закрытым параллельным, и наоборот.

В двухканальном переключателе в микрополосковом исполнении (рис. 3.33) на расстоянии  $\Lambda/4$  от точки разветвления А включены  $p-i-n$ -диоды, осуществляющие коммутацию. Развязка по постоянному току выполнена на основе разомкнутых четвертьволновых отрезков линий передачи, которые в точках подключения напряжений смещения  $U_{\text{см1}}$  и  $U_{\text{см2}}$  создают режим короткого замыкания по сигналу СВЧ.

Рассмотрим упрощенный расчет этого переключателя. Пусть диод  $VD_1$  открыт, а диод  $VD_2$  закрыт. В этом случае мощность, поступающая на вход, передается на выход 2. Входная прово-

димость канала 1 переключателя в точке разветвления линий передачи  $Y_{bx1} = Y_0^2 / (Y_0 + G)$ , где  $Y_0$  — волновая проводимость подводящих линий;  $G = 1/r$  — проводимость диода в открытом состоянии. При  $G \gg Y_0$ , что справедливо для открытого диода,  $Y_{bx1} \rightarrow 0$ .

Входная проводимость канала 2 в точке А при закрытом диоде  $VD_2$  определяется соотношением

$$Y_{bx2} = \frac{Y_0^2}{Y_0 + g + jB_C} = \frac{Y_0^2(Y_0 + g)}{(Y_0 + g)^2 + B_C^2} - j \frac{B_C Y_0^2}{(Y_0 + g)^2 + B_C^2},$$

где  $g$ ,  $B_C$  — активная и реактивная составляющие проводимости  $p-i-n$ -диода в закрытом состоянии. При  $g \ll Y_0$  и  $B_C \ll Y_0$ , что имеет место при закрытом диоде,  $Y_{bx2} \approx Y_0 - jB_C$ .

Компенсация индуктивного компонента  $Y_{bx2}$  осуществляется подключением к точке А дополнительного шлейфа, входная проводимость которого равна проводимости  $B_C$  диода. Длина шлейфа  $l_{шл}$  выбирается из условия

$$Y_{шл} = jY_0 \operatorname{tg} \left( \frac{2\pi}{\Lambda} l_{шл} \right) = jB_C, \text{ откуда } l_{шл} = \left( \frac{\Lambda}{2\pi} \right) \operatorname{arctg} \left( \frac{B_C}{Y_0} \right).$$

Включение шлейфа обеспечивает режим согласования ( $Y_{bx2} \approx Y_0$ ), и мощность, поступающая на вход переключателя, практически полностью поступает на выход 2 и не поступает на выход 1.

Вследствие неидеальности характеристик реальных  $p-i-n$ -диодов (значения  $G$  и  $g$  конечные) часть входной мощности ответвляется в закрытый канал. Соотношение между мощностями, прошедшими в закрытый и открытый каналы, можно найти из условия, что при параллельном соединении активных проводимостей мощность делится пропорционально их значениям. Полагая, что  $B_C$  достаточно мало, можно получить:  $P_{отк}/P_{bx} \approx 1 - Y_0/G - g/Y_0$ ,  $P_{зак}/P_{bx} \approx Y_0^2/G$ . Если выполняется условие  $Y_0 = V \sqrt{Gg}$ , то мощность в открытом канале максимальна, а в закрытом минимальна:  $P_{отк}^{\max}/P_{bx} = 1 - 2/\sqrt{k}$ ,  $P_{зак}^{\min}/P_{bx} = 1/k$ , где  $k = R/r$  — качество  $p-i-n$ -диода. При возрастании  $k$  доля мощности, поступающей в открытый канал, увеличивается, а доля мощности, поступающей в закрытый канал, уменьшается.

Подобные схемы могут быть использованы для построения многоканальных коммутаторов. При этом к точке А (см. рис. 3.33) подключается несколько идентичных каналов. Четы-

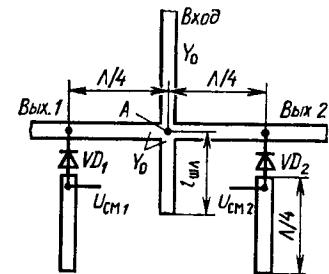


Рис. 3.33. Топология про-  
стейшего двухканального  
переключателя

рехканальный переключатель с комбинированным включением  $p-i-n$ -диодов в диапазоне частот 100...500 МГц имеет затухание в состоянии «выключено» не менее 50 дБ, в состоянии «включено» — не более 1 дБ;  $K_{сту}$  по входу менее 1,35. Как показали экспериментальные исследования, увеличение чиэла каналов приводит к некоторому увеличению потерь в состоянии «включено» и входного  $K_{сту}$ , но не уменьшает ослабления в состоянии «выключено».

Принципиальная электрическая схема трехканального коммутатора показана на рис. 3.34, а. Развязка по постоянному току выполнена с помощью четвертьвольновых отрезков линий передачи с волновыми сопротивлениями  $Z_1$ ,  $Z_2$  и блокировочных конденсаторов  $C_{бл}$ . Для уменьшения влияния элементов развязки на электрические характеристики коммутатора волновые сопротивления  $Z_1$  и  $Z_2$  выбираются большими, чем волновое сопротивление соединительных линий  $Z_0$ , равное сопротивлению возбуждающего генератора и сопротивлениям нагрузок.

Пример практической реализации трехканального коммутатора представлен на рис. 3.34, б. Коммутатор выполнен на керамической подложке, на которую методами интегральной технологии наносятся МПЛ. Последовательно включенные диоды 1 припаяны к контактным площадкам 2. Параллельно включенные диоды 3 установлены на припаянные к заземленной плате пьедесталы 4. Применение металлических пьедесталов облегчает установку диодов, высота которых меньше толщины подложки. Элементы соединяют с помощью полосковых проводников 5. Для компенсации влияния паразитных реактивностей диодов длина и ширина проводников выбираются таким образом, чтобы их индуктивности в совокупности с емкостью переходов диодов образовывали фильтр нижних частот, частота среза которого выше верхней частоты рабочего диапазона частот переключателя. Входное сопротивление таких фильтров согласовано с волновым сопротивлением линий передачи  $Z_0$ . Такой подход к разработке устройств коммутации позволяет расширить диапазон рабочих частот и улучшить согласование. Разделительная емкость 6 соответствует  $C_p$  на схеме рис. 3.34, а.

Пример построения многоканального коммутатора на основе полосно-пропускающих фильтров-прототипов на четвертьвольновых отрезках линий передачи показан на рис. 3.35. Параметры короткозамкнутых шлейфов выбирают, исходя из условия резонанса на средней частоте рабочего диапазона частот резонатора, состоящего из самого шлейфа и паразитной емкости  $p-i-n$ -диода. Цепи питания диодов на рисунке не показаны. При открытых диодах  $VD_1$  и  $VD_3$  их сопротивление мало и в сечениях включения создается режим короткого замыкания. Диоды  $VD_2$  и  $VD_4$  закрыты и сигнал, поступающий на вход 1, передается на выход 2, а сигнал, поступающий на вход 2, передается на выход 1. Если открыты диоды  $VD_2$  и  $VD_4$  при закрытых диодах  $VD_1$  и  $VD_3$ ,

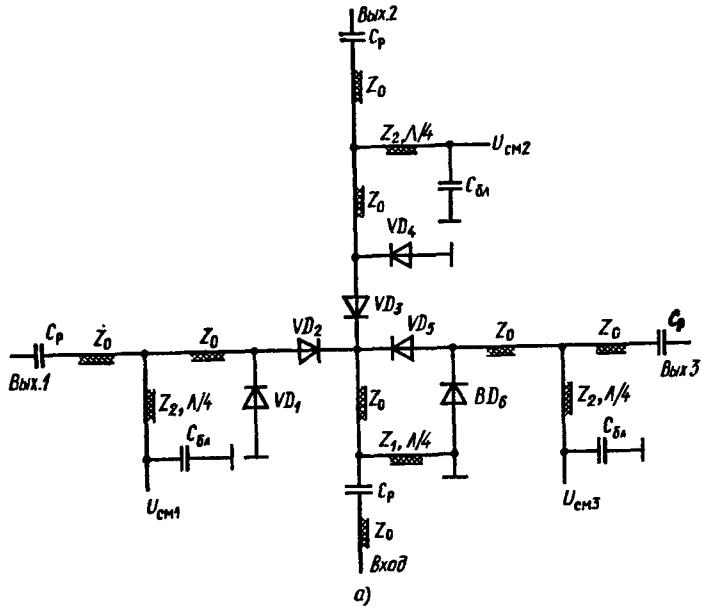


Рис. 3.34. Электрическая схема (а) и конструкция (б) трехканального коммутатора

то осуществляется передача сигналов по каналам вход 1 — выход 1 и вход 2 — выход 2.

На рис. 3.36 приведена схема широкополосного балансного антенного переключателя на 3-дБ квадратурных мостах. В момент включения передатчика диоды находятся в открытом состоянии. Мощность передатчика, поступающая в плечо 2, делится мостом А поровну между плечами 5 и 6. В плече 1 мощность не

поступает. Разность фаз колебаний в плечах 5 и 6 квадратурного моста составляет  $90^\circ$ . Открытые диоды создают в сечениях плеч 5 и 6 режим короткого замыкания, и мощность отражается. Отраженные сигналы складываются синфазно в плече 1 и противофазно в плече 2. Мощность передатчика передается в antennу с малыми потерями. Незначительная часть мощности из-за неидеальности переключающих элементов поступает в плечи 7 и 8. Мост В обеспечивает синфазное сложение в плече 3 и противофазное в плече 4. Просочившаяся мощность передатчика гасится в согласованной балластной нагрузке  $R_b$ , благодаря чему развязка передатчика и приемника возрастает приблизительно на 20 дБ.

В режиме приема  $p-i-n$ -диоды находятся в закрытом состоянии. Мощность сигнала, принимаемого антенной, делится поровну мостом В.

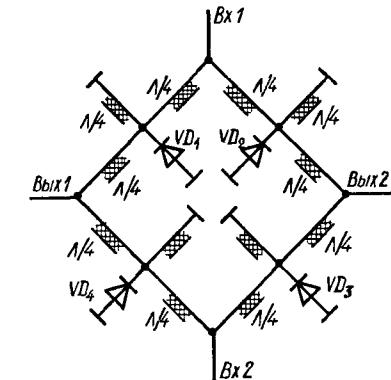


Рис. 3.35. Схема многоканального коммутатора на четвертьвольновых отрезках линий передачи

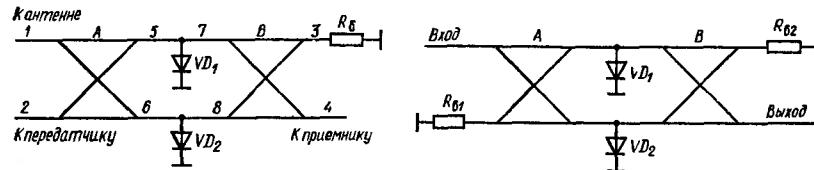


Рис. 3.36. Схема балансного антенного переключателя на 3-дБ квадратурных мостах

стом А и передается по каналам 5-7 и 6-8 на мост В. Падающие волны синфазно складываются в плече 4 и противофазно в плече 3, и, таким образом, принятый антенной сигнал поступает на вход приемного устройства.

Аналогичные переключатели могут быть выполнены по схеме с последовательным включением диодов. При этом закрытым диодам соответствует режим передачи, открытым — режим приема.

При подключении к плечу 2 балластной нагрузки (рис. 3.37) описанное устройство выполняет функции неотражающего выключателя. Состояние «выключено» имеет место при открытых диодах. Поступающая на вход мощность поглощается балластной нагрузкой  $R_b1$ . В состоянии «включено» диоды закрыты и сигнал со входа передается на выход.

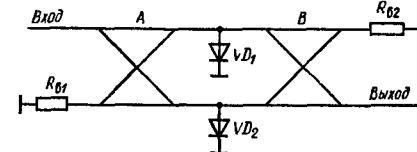


Рис. 3.37. Схема неотражающего переключателя на основе антенного переключателя

При плавном изменении управляющего тока *p-i-n*-диодов осуществляется плавная регулировка мощности, поступающей на выход. В данном случае устройство, показанное на рис. 3.37, является аналоговым неотражающим аттенюатором. Переменное затухание создается частично за счет поглощения мощности, частично активными сопротивлениями *p-i-n*-диодов, частично в балластной нагрузке. Типичная зависимость вносимого затухания от управляющего тока показана на рис. 3.38.

Принципиальная электрическая схема переменного аттенюатора с двумя 3-дБ мостами и фазовращателем приведена на рис. 3.39. Регулировка выходной мощности такого аттенюатора осуществляется путем изменения фазовых соотношений сигналов, поступающих во взаимно развязанные плечи моста *B*. Деление мощности входного сигнала осуществляется мостом *A*. Вносимое аттенюатором затухание создается за счет поглощения части

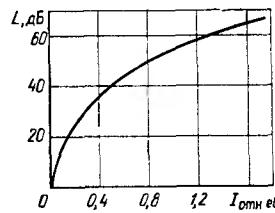


Рис. 3.38. Зависимость вносимого затухания от управляющего тока

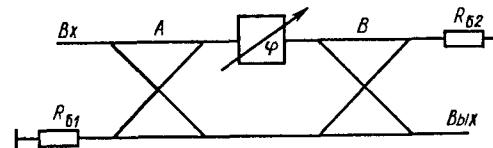


Рис. 3.39. Электрическая схема переменного аттенюатора

мощности балластной нагрузкой  $R_{62}$ . В идеальном случае ослабление определяется выражением  $L = 10 \lg [(1 + \cos \varphi)/2]$ , где  $\varphi$  — фазовый сдвиг фазовращателя.

На рис. 3.40 показана зависимость вносимого аттенюатором затухания от фазового сдвига. Как видно из рисунка, существенным достоинством этого аттенюатора является большая разрешающая способность при малых затуханиях. Широкополосность такого аттенюатора определяется широкополосностью составляющих его мостов и фазовращателя.

Схема рис. 3.37 широко применяется в качестве управляемого делителя мощности. При этом балластная нагрузка ( $R_{62}$ ) моста *B* заменяется полезной нагрузкой. Мощность, поступающая в каждую нагрузку взаимно развязанных плеч моста *B*, плавно регулируется путем изменения фазового сдвига фазовращателя.

Схема аттенюатора на основе одного 3-дБ моста представлена на рис. 3.41. Вход и выход являются взаимно развязанными плечами. Мощность, поступающая на вход аттенюатора, делится поровну между плечами моста, к которым подключены *p-i-n*-диоды. Падающая мощность частично поглощается диодами, частично

отражается. Отраженные сигналы складываются синфазно на выходе и противофазно на входе. Аттенюатор оказывается согласованным с генератором при любых сопротивлениях диодов. Вносимое аттенюатором затухание зависит от доли входной мощности, рассеиваемой диодами, что, в свою очередь, определяется

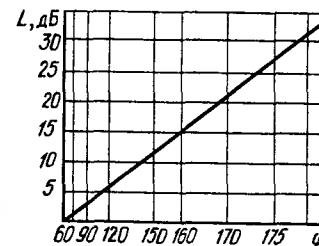


Рис. 3.40. Зависимость вносимого затухания от фазового сдвига

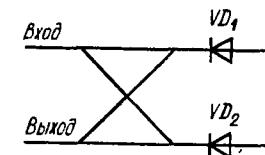


Рис. 3.41. Схема аттенюатора на основе 3-дБ моста

степенью согласования сопротивлений диодов с волновыми сопротивлениями плеч моста. Ослабление сигнала максимально в случае полного согласования этих сопротивлений.

Применение широкополосных мостов в схемах рис. 3.37, 3.39, 3.41 обеспечивает хорошее согласование по входу в широкой полосе частот. Аттенюаторы на основе мостов широко применяются для разработки модуляторов.

На рис. 3.42, *a* показана электрическая схема аттенюатора, построенного по лестничной схеме, в котором ослабление вход-

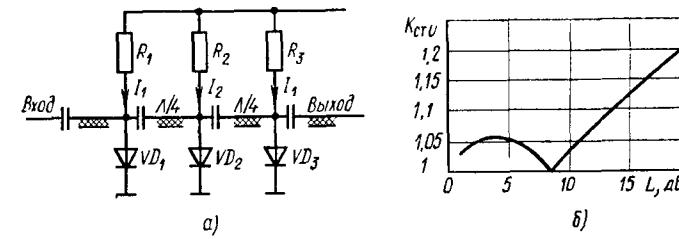


Рис. 3.42. Лестничная схема переменного аттенюатора (*a*) и зависимость  $K_{\text{ст}U}$  на его входе от вносимого затухания (*b*)

ного сигнала осуществляется за счет поглощения части входной мощности активными сопротивлениями *p-i-n*-диодов. Приемлемое согласование по входу в широком диапазоне изменения вносимого затухания достигается в подобных аттенюаторах включением четвертьволновых отрезков линий передачи между диодами и выбором такого режима по постоянному току, при котором со-

противление крайних диодов больше сопротивлений диодов, находящихся в середине. Можно установить определенное соотношение между токами  $I_1$  и  $I_2$ , позволяющее сохранить удовлетворительное согласование при изменении ослабления. Зависимость  $K_{сту}$  на входе аттенюатора с тремя  $p-i-n$ -диодами от вносимого затухания приведена на рис. 3.42, б для  $I_2/I_1=2,5$ . Сопротивления резисторов в цепи управления должны быть не менее десятков — сотен килоом. Описанный способ согласования является

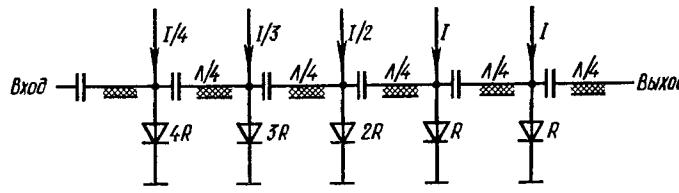


Рис. 3.43. Схема поглощающего аттенюатора лестничного типа с определенным законом изменения сопротивлений  $p-i-n$ -диодов

основой для разработки многодиодных согласованных аттенюаторов.

Хорошее согласование при большом динамическом диапазоне изменения затухания в широкой полосе частот имеют также поглощающие аттенюаторы лестничного типа, в которых сопротивление  $p-i-n$ -диодов уменьшается от входа к выходу (рис. 3.43). В диапазоне частот, превышающем две октавы, подобный аттенюатор имеет линейно зависящее от управляющего тока ослабление, изменяющееся от 2 до 80 дБ при  $K_{сту}$  по входу менее 1,3. Принцип действия аттенюаторов на рис. 3.43 и 3.42, а аналогичен.

**Ограничители мощности СВЧ** бывают двух типов. В ограничителях одного типа (рис. 3.44, а) в тракт через ответвитель включается детекторная секция. Усиленный сигнал, снимаемый с детектора, подается в качестве управляющего воздействия на управляющий аттенюатор. При мощности сигнала больше пороговой возрастает вносимое аттенюатором затухание. В результате мощность на выходе устройства остается постоянной. Типичная зависимость выходной мощности от входной мощности такого ограничителя приведена на рис. 3.44, б. Неравномерность АЧХ

Рис. 3.44. Схема ограничителя мощности с детектором (а) и зависимость его выходной мощности от входной (б)

многоаттенюатор. При мощности сигнала больше пороговой возрастает вносимое аттенюатором затухание. В результате мощность на выходе устройства остается постоянной. Типичная зависимость выходной мощности от входной мощности такого ограничителя приведена на рис. 3.44, б. Неравномерность АЧХ

обычно не превышает 1 дБ на октаву и зависит в основном от широкополосности моста и детектора.

Другой тип ограничителей основан на инжекции заряда в  $i$ -слой  $p-i-n$ -диода при возрастании на нем напряжения СВЧ. Это приводит к падению сопротивления диода, который шунтирует линию передачи, и часть падающей мощности отражается от диода ко входу. При малых мощностях сигнала СВЧ диод имеет высокое сопротивление и мощность на выходе ограничителя возрастает пропорционально входной мощности. После превышения некоторого порогового уровня вносимое ограничителем затухание возрастает по мере роста падающей мощности. Таким образом, на выходе остается практически постоянной (неравномерность около 0,5 дБ). При дальнейшем увеличении амплитуды входного сигнала начинают сказываться паразитные реактивности диода и мощность на выходе ограничителя возрастает.

Основными схемами таких ограничителей мощности диапазона СВЧ являются балансная (рис. 3.37) и лестничная, подобная схеме рис. 3.42, а. Применение каскадного параллельного включения нескольких ограничительных диодов позволяет расширить динамический диапазон стабилизации выходной мощности. Например, два каскада обеспечивают диапазон примерно 66 дБ.

Пороговое напряжение ограничения зависит от геометрических параметров  $p-i-n$ -структур, характеристик составляющих ее слоев, напряжения смещения диода (рис. 3.45). В ограничительных диодах для снижения порогового напряжения  $i$ -слой заменяется  $p$ - или  $n$ -слоем со слабым уровнем легирования.

Ограничители получили широкое распространение в антенных переключателях, устройствах защиты приемников и в радиоизмерительной аппаратуре.

### § 3.4. Фильтры СВЧ

Фильтры СВЧ применяются для частотной селекции сигналов, согласования комплексных нагрузок, в цепях задержки и в качестве замедляющих систем.

Фильтры являются обычно пассивными взаимными устройствами и характеризуются частотной зависимостью вносимого в тракт затухания. Полоса частот с малым затуханием называется полосой пропускания, а полоса частот с большим затуханием —

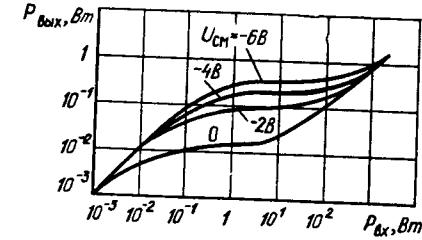


Рис. 3.45. Характеристика ограничителя при различных напряжениях смещения на диоде

полосой заграждения. По взаимному расположению полос пропускания и заграждения принято выделять следующие типы фильтров: **фильтры нижних частот (ФНЧ)**, пропускающие сигналы ниже заданной граничной частоты и подавляющие сигналы с частотами выше граничной; **фильтры верхних частот (ФВЧ)**, пропускающие сигналы на частотах выше заданной и подавляющие сигналы других частот; **полосно-пропускающие (полосовые) фильтры (ППФ)**, пропускающие сигналы в пределах заданной полосы частот и подавляющие сигналы вне этой полосы; **полосно-заграждающие (режекторные) фильтры (ПЗФ)**, подавляющие

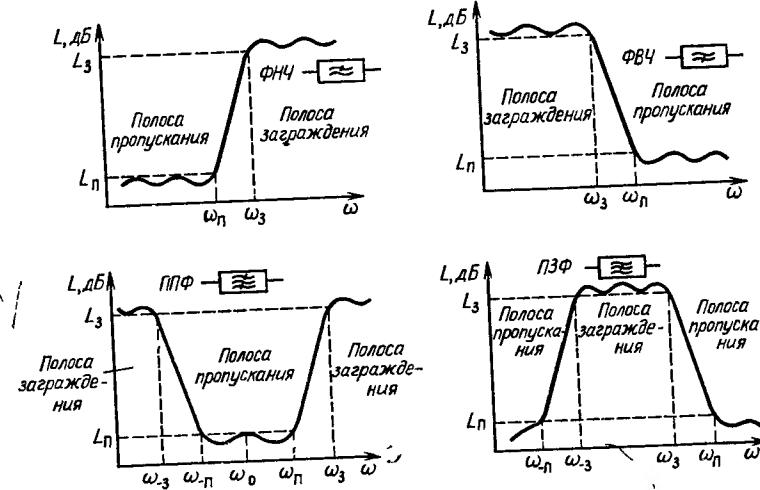


Рис. 3.46. Частотные характеристики фильтров СВЧ

сигналы в пределах заданной полосы частот и пропускающие сигналы вне этой полосы. Частотные характеристики рабочего затухания  $L$  и обозначения фильтров различных типов в схемах трактов СВЧ показаны на рис. 3.46.

Частотная характеристика каждого фильтра имеет *переходную область* между полосой пропускания и полосой заграждения, т. е. между частотами  $\omega_3$  и  $\omega_h$ . В этой области затухание меняется от максимального значения до минимального. Обычно стараются уменьшать эту область, что приводит к усложнению фильтра, увеличению числа его звеньев. При проектировании фильтров, как правило, задаются следующие характеристики: полоса пропускания, полоса заграждения, средняя частота, затухание в полосе пропускания, затухание в полосе заграждения, крутизна изменения затухания в переходной области, уровень сопротивления генератора и нагрузки, характеристики линии передачи, гласования по входу и выходу, характеристики линии передачи, в которую включается фильтр, тип линии передачи. Иногда оговариваются фазовые характеристики фильтра.

В настоящее время наиболее распространенной методикой расчета фильтров СВЧ является методика, согласно которой вначале рассчитывается низкочастотный (НЧ) фильтр-прототип. Нахождение параметров схемы фильтра-прототипа по заданной частотной характеристике фильтра является задачей параметрического синтеза. Для общности результатов все величины нормируются. Сопротивления нагрузки и генератора принимаются равными единице. Наряду с нормировкой по частоте, например граничная частота полосы пропускания принимается равной единице. Таким образом, расчет фильтра СВЧ сводится к синтезу схемы низкочастотного прототипа и замене элементов с сосредоточенными параметрами их эквивалентами с распределенными параметрами.

Для аппроксимации частотных характеристик затухания применяется ряд функций, удовлетворяющих условиям физической реализуемости фильтров. На примере ФНЧ рассмотрим наиболее распространенные максимально плоскую и равноволновую аппроксимации, использующие полиномы Баттервортса и Чебышева соответственно.

**Максимально плоская характеристика затухания** (рис. 3.47) монотонно возрастает при повышении частоты:  $L = 10 \lg (1 + \eta \Omega^n)$

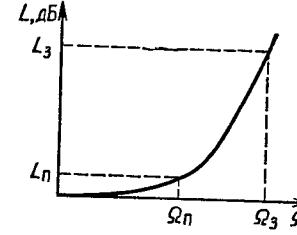


Рис. 3.47. Максимально плоская характеристика затухания фильтра-прототипа нижних частот

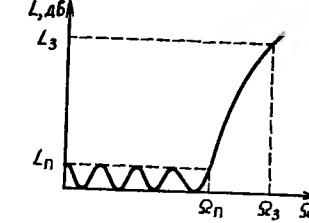


Рис. 3.48. Равноволновая характеристика затухания фильтра-прототипа верхних частот

$+ \eta \Omega^{2n}$ ), где  $n$  — число звеньев фильтра-прототипа;  $\Omega = \omega / \omega_n$  — нормированная частота;  $\eta = 10^{L_n/10} - 1$  — коэффициент пульсаций;  $\omega_n$  — граничная частота полосы пропускания;  $L_n$  — затухание на частоте  $\omega_n$ .

**Равноволновая характеристика затухания**, приведенная на рис. 3.48, описывается выражением  $L = 10 \lg [1 + \eta T_n^2(\Omega)]$ , где  $T_n(\Omega)$  — полином Чебышева первого рода  $n$ -го порядка.

При одинаковых числе звеньев и полосе пропускания большую крутизну спада АЧХ имеет фильтр с равноволновой характеристикой. Следовательно, при одинаковых полосе и крутизне спада указанный фильтр имеет меньшее число звеньев. В то же время его ФЧХ менее линейна, чем ФЧХ фильтра с максимально плоской АЧХ.

Кроме равноволновой и максимально плоской аппроксимации применяются также аппроксимации полиномами Чебышева второго рода, ультрасферическими полиномами (полиномами Гегенбауэра), полиномами Лежандра, Лагерра, Эрмита. Возможна также аппроксимация эллиптическими функциями, отрезками прямых, потенциальной аналогией и др.

Число звеньев фильтра-прототипа  $n$  может быть найдено из требований к АЧХ фильтра. Так, для фильтра с максимально плоской АЧХ

$$n \geq \frac{\lg V(L_3 - 1)/(L_n - 1)}{\lg (\Omega_3/\Omega_n)}, \quad (3.5)$$

для фильтра с равноволновой АЧХ

$$n \geq \frac{\operatorname{arccosh} V(L_3 - 1)/(L_n - 1)}{\operatorname{arccosh} (\Omega_3/\Omega_n)}. \quad (3.6)$$

На рис. 3.49 приведены дуальные схемы фильтров-прототипов (с идентичными характеристиками), которые могут применяться

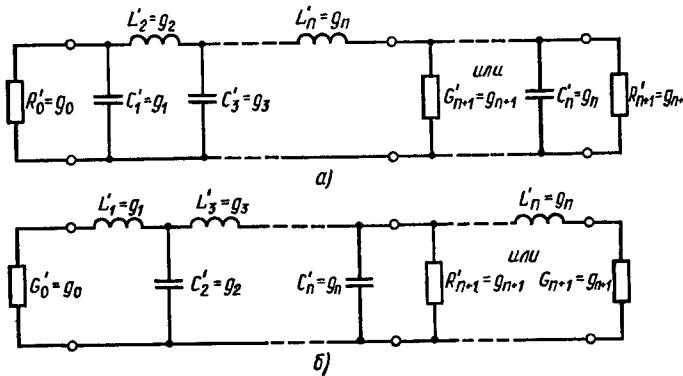


Рис. 3.49. Лестничные схемы фильтра-прототипа нижних частот

при расчете. Параметры фильтров с максимально плоской АЧХ при  $L_n=3$  дБ:

$$g_0 = g_{n+1} = 1, \quad g_i = 2 \sin \left[ \frac{(2i-1)\pi}{2n} \right], \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (3.7)$$

Параметры фильтров с равноволновой АЧХ:

$$g_0 = 1, \quad g_1 = g_n = 2a_1/\gamma,$$

$$\gamma = \operatorname{sh} \left\{ \frac{\ln [\operatorname{ctg} (0,0575 \cdot 10^{L_n/10})]}{2n} \right\},$$

$$g_i = 4a_{i-1}a_i/(b_{i-1}g_{i-1}), \quad i = 2, 3, \dots, n-1,$$

$$a_i = \sin \left[ \frac{(2i-1)\pi}{2n} \right], \quad b_i = \gamma^2 + \sin^2 \left( \frac{i\pi}{n} \right), \quad i = 1, 2, \dots, n-1,$$

$$g_{n+1} = \begin{cases} 1, & n \text{ — четное,} \\ \frac{1}{4} \ln [\operatorname{ctg} (0,0575 \cdot 10^{L_n/10})], & n \text{ — нечетное.} \end{cases} \quad (3.8)$$

Для некоторых случаев нормированные значения параметров фильтров-прототипов табулированы; их можно найти в справочной литературе по расчету фильтров.

Денормировка параметров фильтров, показанных на рис. 3.49, *a*, *b*, проводится соответственно с помощью соотношений:

$$R = \frac{R_0}{R'_0} R', \quad G = \frac{G_0}{G'_0} G',$$

$$L = \frac{R_0}{R'_0} \frac{\Omega_n}{\omega_n} L', \quad L = \frac{G'_0}{G_0} \frac{\Omega_n}{\omega_n} L',$$

$$C = \frac{R'_0}{R_0} \frac{\Omega_n}{\omega_n} C', \quad C = \frac{G_0}{G'_0} \frac{\Omega_n}{\omega_n} C'. \quad (3.9)$$

Здесь обозначения со штрихами относятся к нормированным параметрам фильтра-прототипа, без штрихов — к денормированным.

Кроме ФНЧ в качестве фильтров-прототипов используются ППФ и ступенчатые трансформаторы.

**Фильтры нижних частот** в устройствах СВЧ получают заменой сосредоточенных элементов фильтра-прототипа их эквивалентами с распределенными параметрами. Переход от нормированного фильтра-прототипа к ФНЧ осуществляется изменением масштаба частоты:  $\Omega = k_1 \omega$ , где  $\Omega$  — нормированная частота фильтра-прототипа;  $\omega$  — круговая частота;  $k_1 = 1/\omega_n$  — постоянный вещественный коэффициент.

После определения по заданным характеристикам фильтра необходимого числа звеньев  $n$  по формулам (3.5)–(3.6) и расчета по соотношениям (3.7)–(3.8) параметров фильтра-прототипа проводится денормировка с помощью формул (3.9). Реализовать на СВЧ полученные таким образом реактивные элементы фильтра-прототипа можно, например, используя свойства короткого отрезка линии передачи. Если волновое сопротивление отрезка линии велико, то можно считать, что он приближенно соответствует последовательной индуктивности  $L$ , определяемой формулой (2.1). Если же волновое сопротивление отрезка мало, то можно считать, что он соответствует параллельной емкости  $C$ , определяемой формулой (2.4).

Пример практической реализации ФНЧ на МПЛ показан на рис. 3.50, *a*. Если выбрать длину отрезков, реализующих парал-

лельные емкости ( $I_C$ ) и индуктивности ( $I_L$ ), равной  $0,1\Lambda$ , где  $\Lambda$  — длина волны в линии на частоте  $\omega_p$ , то волновые сопротивления разомкнутых отрезков, аппроксимирующих емкости ФНЧ, равны  $Z_{Cl} = 1,454R_0/g_i$ , а волновые сопротивления отрезков линий, ап-

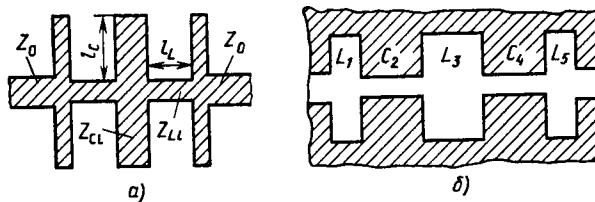


Рис. 3.50. Топология ФНЧ на элементах с распределенными параметрами:  
а — на МПЛ; б — на щелевых линиях

проксимирующих индуктивности ФНЧ,  $Z_{L,i} = R_0 g_i / 0,727$ . Волновые сопротивления  $Z_0$  входного и выходного отрезков линий равны  $Z_0 = R_0$ .

Первая паразитная полоса пропускания такого фильтра расположена на частоте  $\omega = 5\omega_p$ , так как при этом  $l_L = l_C = \Lambda/2$ .

Приведенный расчет ФНЧ достаточно прост, однако габариты такого фильтра получаются сравнительно большими. Меньшие размеры имеют фильтры на квазисредоточенных элементах. Простейший трехэлементный фильтр (рис. 3.51) выполнен по Т-образной схеме на двух одновитковых индуктивностях

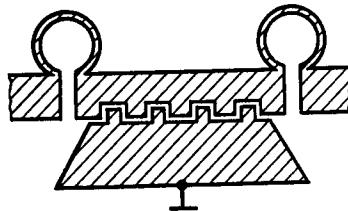


Рис. 3.51. Топология ФНЧ на элементах с квазисредоточенными параметрами

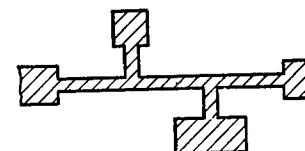


Рис. 3.52. Фильтр Кауэра

( $L = 1,9$  нГн) и емкости, образуемой встречно-штыревой структурой ( $C = 1,5$  пФ). Такой фильтр имеет частоту среза 4 ГГц по уровню 3 дБ и размещается на подложке  $6 \times 12$  мм.

Для увеличения крутизны спада характеристики затухания иногда применяют конструкцию фильтра (рис. 3.52), в которой используют индуктивно-емкостные шлейфы. Такой фильтр, называемый фильтром Кауэра, имеет эллиптическую характеристику затухания. Расчет этого фильтра сложнее, и он имеет большие габариты.

**Фильтры верхних частот.** Для расчета фильтров верхних частот диапазона СВЧ также используются фильтры-прототипы. Переход от прототипа к характеристике ФВЧ (рис. 3.46) осуществляется с помощью частотного преобразования

$$\Omega = -k_2/\omega, \quad (3.10)$$

где  $k_2 = \omega_p$ . Это преобразование эквивалентно инверсии частотной оси (при этом меняются местами начало координат и бесконечно удаленная точка) с одновременной заменой положительной полуоси на отрицательную.

Формула (3.10) ставит в соответствие элементы ФНЧ-прототипа элементам ФВЧ-прототипа (рис. 3.53, а). Параметры элементов преобразуются следующим образом:  $L_i = (k_2 C_i')^{-1}$ ,  $C_i = (k_2 L_i')^{-1}$ , где штрихи соответствуют параметрам прототипа. ФВЧ можно выполнить, соединяя параллельные индуктивности

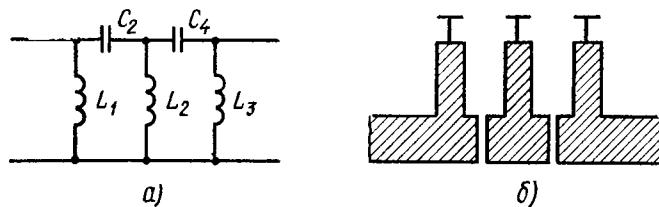


Рис. 3.53. Электрическая схема (а) и топология (б) ФВЧ на МПЛ

в виде короткозамкнутых отрезков МПЛ с большим волновым сопротивлением (рис. 3.53, б), имеющих малую длину (не превышающую  $\Lambda/8$ ) и последовательные емкости, образуемые зазорами в линии передачи. Индуктивности и емкости определяются геометрией шлейфов и зазоров и могут быть рассчитаны по формулам (2.1) и (2.2).

**Полосно-пропускающие фильтры**, или, как их часто называют, полосовые фильтры, не пропускают сигналы с частотой ниже некоторой частоты  $\omega_{-3}$  и выше некоторой другой частоты  $\omega_3$  ( $\omega_3 > \omega_{-3}$ ) (рис. 3.46). Для проектирования ППФ также можно использовать фильтры-прототипы и частотное преобразование. В данном случае применяется так называемое реактансное частотное преобразование

$$\Omega = k_3 \omega_0 (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega), \quad (3.11)$$

где  $\omega_0 = \sqrt{\omega_p \omega_{-3}}$  — центральная частота ППФ;  $k_3 = \Omega_p/(2\Delta\omega)$ ;  $2\Delta\omega = \omega_p - \omega_{-3}$  — полоса пропускания ППФ.

Любая индуктивность  $L'$  в фильтре-прототипе с единичной граничной частотой  $\Omega_p = 1$  после выполнения частотного преобразования по формуле (3.11) трансформируется в последовательный колебательный контур с параметрами:  $L = L' k_3$ ,  $C = (k_3 \omega_0^2 L')^{-1}$ .

Одновременно любая емкость в фильтре-прототипе превращается в параллельный колебательный контур с параметрами  $C = -k_3 C'$ ,  $L = (k_3 \omega^2 C')^{-1}$ .

Таким образом, ППФ (рис. 3.54) состоит из каскадно включенных резонаторов, которые реализуются в виде короткозамкнутых или разомкнутых отрезков линии передачи. По способу реализации ППФ СВЧ можно разделить на следующие типы: на одиночной МПЛ с зазорами; на параллельных связанных полуволновых резонаторах; на встречных стержнях; с параллельными и последовательными шлейфами длиной  $\Lambda/4$ , где  $\Lambda$  — длина волны в линии, соответствующая средней частоте полосы пропускания ППФ; с двойными шлейфами и четвертьволновыми соединительными линиями; на диэлектрических резонаторах.

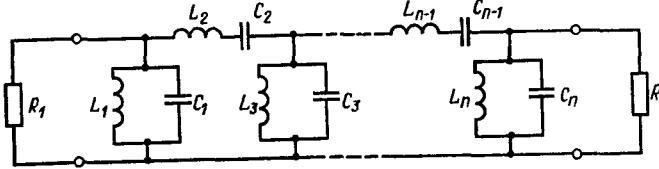


Рис. 3.54. Эквивалентная схема ППФ

одиночной МПЛ с зазорами; на параллельных связанных полуволновых резонаторах; на встречных стержнях; с параллельными и последовательными шлейфами длиной  $\Lambda/4$ , где  $\Lambda$  — длина волны в линии, соответствующая средней частоте полосы пропускания ППФ; с двойными шлейфами и четвертьволновыми соединительными линиями; на диэлектрических резонаторах.

**ППФ на одиночной линии с зазорами** (рис. 3.55) представляет собой последовательно связанные через торцевые емкости полуволновые разомкнутые резонаторы. Расстояние между центрами зазоров равно  $\Lambda/2$ , а ширина зазоров  $s$  определяет полосу пропускания. Широкая полоса пропускания таких фильтров обеспечивается при сильной связи между резонаторами, что возможно при больших емкостях, т. е. при очень малых зазорах. Вследствие технологических ограничений на ширину зазора реализуемые полосы

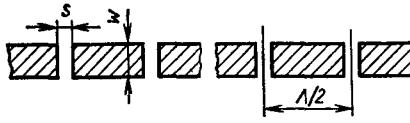


Рис. 3.55. Топология ППФ на одиночной МПЛ с зазорами

пропускания обычно не превышают 20%. Подобные фильтры целесообразно использовать, когда имеются жесткие ограничения на размеры по ширине, однако длина фильтра получается достаточно большой.

Расчет фильтра можно провести на основе фильтра-прототипа на элементах с сосредоточенными параметрами. При выбранной характеристике затухания по формулам (3.5), (3.6) определяют число полуволновых резонаторов фильтра  $n$ . Из выражений (3.7), (3.8) определяют параметры фильтра-прототипа, а затем с помощью частотного преобразования (3.11) — параметры элементов ППФ.

Полагая, что зазор в МПЛ вносит только последовательную емкость, его можно рассматривать как инвертор проводимости.

Тогда можно найти нормированную к волновой проводимости  $Y_0$  реактивную проводимость каждого зазора и электрическую длину каждого резонатора:

$$B_{i,i+1} = \frac{J_{i,i+1}/Y_0}{1 - (J_{i,i+1}/Y_0)^2}, \quad (3.12)$$

$$\Theta_i = \pi - \frac{1}{2} [\arctg(2B_{i-1,i}) + \arctg(2B_{i,i+1})], \quad (3.13)$$

$$\text{где } \frac{J_{0,1}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2k_3\omega_0 g_0 g_1 \Omega_p}}; \quad \frac{J_{n,n+1}}{Y_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2k_3\omega_0 g_n g_{n+1} \Omega_p}};$$

$$\left. \frac{J_{i,i+1}}{Y_0} \right|_{i=1, n-1} = \frac{\pi}{2k_3\omega_0 \Omega_p} \frac{1}{Vg_i g_{i+1}}. \quad (3.14)$$

Выражение (3.12) позволяет определить зазор  $s$ , а по величине  $\Theta_i$  из (3.13) можно найти геометрическую длину каждого резонатора.

**ППФ на связанных полуволновых резонаторах** (рис. 3.56) представляет собой каскадное включение четвертьволновых связанных линий передачи (МПЛ, копланарных и т. д.), два плеча

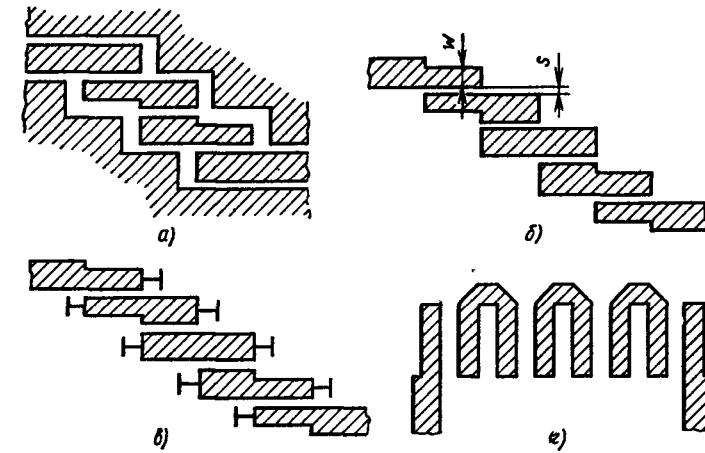


Рис. 3.56. ППФ на параллельно связанных полуволновых резонаторах:

а — на копланарных линиях; б — на МПЛ с разомкнутыми резонаторами; в — на МПЛ с короткозамкнутыми резонаторами; г — на мандровых разомкнутых резонаторах

которых соединяются с соседними каскадами, а два других работают в режиме холостого хода или короткого замыкания. Каждый каскад имеет длину, равную четверти длины волны на центральной частоте ППФ и волновые сопротивления (проводимости) четного  $Z_{0e}$  ( $Y_{0e}$ ) и нечетного  $Z_{0o}$  ( $Y_{0o}$ ) колебаний. Схему

ППФ рис. 3.56, в можно получить непосредственно из схемы фильтра рис. 3.56, б, заменив звенья в режиме холостого хода звенями в режиме короткого замыкания. При этом производится пересчет волновых сопротивлений четного и нечетного колебаний звеньев фильтра (рис. 3.56, б) в соответствующие волновые проводимости звеньев фильтра (рис. 3.56, в):  $(Y_{0e})_{i, i+1} = -Y_0^2 (Z_{0e})_{i, i+1}$ ,  $(Y_{0o})_{i, i+1} = Y_0^2 (Z_{0o})_{i, i+1}$ .

Расчет таких ППФ можно провести, определив требуемое число звеньев фильтра и характеристики инверторов проводимости по формулам (3.12)–(3.14). При этом сопротивления четного и нечетного типов колебаний каждого звена фильтра находятся из выражений

$$(Z_{0e})_{i, i+1} = \frac{1}{Y_0} \left[ 1 + \frac{J_{i, i+1}}{Y_0} + \left( \frac{J_{i, i+1}}{Y_0} \right)^2 \right],$$

$$(Z_{0o})_{i, i+1} = \frac{1}{Y_0} \left[ 1 - \frac{J_{i, i+1}}{Y_0} + \left( \frac{J_{i, i+1}}{Y_0} \right)^2 \right].$$

Геометрические размеры линий передачи определяют, используя найденные значения  $Z_{0e}$  и  $Z_{0o}$  по справочной литературе.

Подобные фильтры для узких полос пропускания легко выполняются на МПЛ. При относительных полосах пропускания свыше 20% зазоры между проводниками становятся очень малыми и трудновыполнимыми. ППФ на связанных полуволновых резонаторах имеют достаточно большие габариты. Уменьшение размеров таких фильтров достигают, сворачивая каждый резонатор в меандр (рис. 3.56, г).

ППФ на встречных стержнях состоит из связанных четвертьвольновых резонаторов, короткозамкнутых на одном конце и разомкнутых на другом (рис. 3.57). В схеме фильтра на рис. 3.57, а

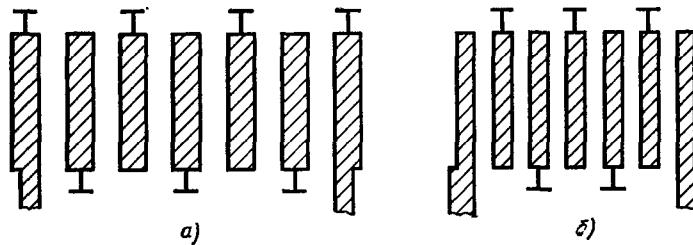


Рис. 3.57. Узкополосный (а) и широкополосный (б) ППФ на встречных стержнях

входная и выходная линии выполняют функции трансформаторов сопротивлений, поэтому при использовании фильтра-прототипа с  $n$  звеньями фильтр будет содержать  $n+2$  звена. Фильтры, подобные показанному на рис. 3.57, а, применяются главным образом для реализации узких и средних полос пропускания (до

20%). При расширении полосы пропускания зазоры между крайними стержнями становятся недопустимо малыми.

Средние и широкие полосы пропускания реализуются ППФ на встречных стержнях (рис. 3.57, б), где все линии являются с резонаторами, поэтому при использовании фильтра-прототипа с  $n$  звеньями получается фильтр, состоящий из  $n$  линий.

Фильтры на встречных стержнях рассчитываются по изложенной методике. По известному фильтру-прототипу с помощью инверторов проводимости находятся собственные и взаимные емкости связанных смежных линий, которые позволяют определить геометрические размеры резонаторов, входящих в фильтр. Такие фильтры имеют минимальные потери и габариты по сравнению со всеми другими ППФ на основе МПЛ. Полоса пропускания составляет от 2...3 до 60% и более. Относительные поперечные размеры линий и зазоров между ними не зависят от рабочей частоты фильтра.

ППФ на основе четвертьвольновых шлейфов и четвертьвольновых соединительных линий (рис. 3.58) также рассчитывают по методике, базирующейся на инверторах проводимости. После определения параметров НЧ фильтра-прототипа  $n$ ,  $g_0$ ,  $g_1, \dots, g_{n+1}$ ,  $\Omega_n$  волновые проводимости параллельных шлейфов определяются с помощью соотношений:

$$Y_1 = g_0 Y_0 \Omega_n (1 - d) g_1 \operatorname{tg} \theta_1 + Y_0 \left( N_{12} - \frac{J_{12}}{Y_0} \right),$$

$$Y_k = Y_0 \left( N_{k-1, k} + N_{k, k+1} - \frac{J_{k-1, k}}{Y_0} - \frac{J_{k, k+1}}{Y_0} \right),$$

$$Y_n = Y_0 \Omega_n (g_n g_{n+1} - d g_0 g_1) \operatorname{tg} \theta_1 + Y_0 \left( N_{n-1, n} - \frac{J_{n-1, n}}{Y_0} \right),$$

$$k = 2, 3, \dots, n-1,$$

где

$$N_{k, k+1} \Big|_{k=1, n-1} = \sqrt{\left( \frac{J_{k, k+1}}{Y_0} \right)^2 + \left( \frac{d g_0 g_1 \Omega_n \operatorname{tg} \theta_1}{2} \right)^2};$$

$$\frac{J_{12}}{Y_0} = g_0 \sqrt{\frac{2 d g_1}{g_2}}, \quad \frac{J_{n-1, n}}{Y_0} = g_0 \sqrt{\frac{2 d g_1 g_{n+1}}{g_0 g_{n-1}}};$$

$$\frac{J_{k,k+1}}{Y_0} \Big|_{k=2,n=2} = \frac{2g_0g_1d}{Vg_kg_{k+1}}; \quad \Theta_1 = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_n}{\omega_0};$$

$d$  — безразмерная величина, выбираемая из конструктивных соображений, обычно  $0 < d \leq 1$ .

Волновые проводимости соединительных линий  $Y_{k,k+1} = Y_0(J_{k,k+1}/Y_0)$ ,  $k=1, n=1$ . Длина каждого шлейфа и соединительной линии равна  $\Lambda/4$ .

Как показывают расчеты реальных фильтров, проводимости шлейфов на входе и выходе ППФ примерно равны половине проводимостей внутренних шлейфов. Вследствие этого фильтры такого типа удобнее делать с двойными шлейфами во внутренней части (рис. 3.59). При такой реализации каждый короткозамкнутый шлейф с волновой проводимостью  $Y$  заменяется двумя параллельно включенными шлейфами с волновыми проводимостями  $Y/2$ . Замена одного шлейфа двумя позволяет смягчить технологические трудности реализации шлейфовых фильтров.

Параллельные короткозамкнутые шлейфы в фильтре на рис. 3.59 можно заменить эквивалентными им разомкнутыми полуволновыми. При этом характеристики ППФ для умеренно широких полос остаются неизменными. Замена четвертьволнового шлейфа эквивалентным ему разомкнутым полуволновым осуществляется исходя из условия равенства их входных реактивных проводимостей на граничной частоте полосы пропускания  $\omega_n$ . На ее центральной частоте  $\omega_0$  оба шлейфа имеют нулевую входную проводимость.

Одной из серьезных проблем, возникающих при проектировании фильтров, является получение узких полос пропускания. Это вызвано ограниченной добротностью существующих типов линий передачи, применяемых в современной микроэлектронике СВЧ. Для реализации узкополосных фильтров с малыми потерями в полосе пропускания применяют различные высокодобротные резонаторы, например на акустических линиях, на ферритовых сферах, а также объемные диэлектрические резонаторы.

На рис. 3.60 приведена конструкция ППФ с высокодобротными диэлектрическими резонаторами. Объемные резонаторы, имеющие форму таблеток или брусков, крепятся на поликоровой подложке и конструктивно хорошо сочетаются с МПЛ. Сигнал СВЧ, частота которого находится в пределах полосы пропускания резонатора, проходя по МПЛ, возбуждает резонатор за счет электромагнитной связи. Подобным же образом оказываются

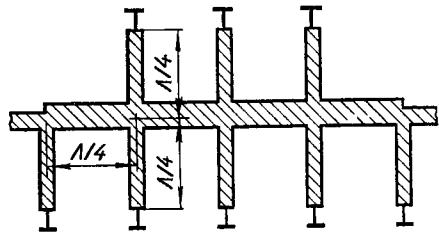


Рис. 3.59. Фильтр с двойными шлейфами

полоса пропускания. Замена четвертьволнового шлейфа эквивалентным ему разомкнутым полуволновым осуществляется исходя из условия равенства их входных реактивных проводимостей на граничной частоте полосы пропускания  $\omega_n$ . На ее центральной частоте  $\omega_0$  оба шлейфа имеют нулевую входную проводимость.

Одной из серьезных проблем, возникающих при проектировании фильтров, является получение узких полос пропускания. Это вызвано ограниченной добротностью существующих типов линий передачи, применяемых в современной микроэлектронике СВЧ. Для реализации узкополосных фильтров с малыми потерями в полосе пропускания применяют различные высокодобротные резонаторы, например на акустических линиях, на ферритовых сферах, а также объемные диэлектрические резонаторы.

На рис. 3.60 приведена конструкция ППФ с высокодобротными диэлектрическими резонаторами. Объемные резонаторы, имеющие форму таблеток или брусков, крепятся на поликоровой подложке и конструктивно хорошо сочетаются с МПЛ. Сигнал СВЧ, частота которого находится в пределах полосы пропускания резонатора, проходя по МПЛ, возбуждает резонатор за счет электромагнитной связи. Подобным же образом оказываются

связанными друг с другом и соседние резонаторы. Материал, из которого изготовлен резонатор, имеет высокую диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$ , поэтому электрические и магнитные поля концентрируются главным образом в объеме резонатора, а потери на излучение оказываются пренебрежимо малыми. Так, при  $\epsilon = 100$  ненагруженная добротность резонатора зависит только от диэлектрических потерь. Для материала с  $\operatorname{tg} \delta = (1...2) \cdot 10^{-4}$  ненагруженная добротность составляет 5000...10 000, что соизмеримо с добротностью волноводных резонаторов. Размеры диэлектрических резонаторов по сравнению с волноводными в 3...5 раз меньше.

К недостаткам диэлектрических резонаторов можно отнести невысокую температурную стабильность. Однако применяемые в настоящее время материалы типа ТБНС и ДБНТ позволяют устранить этот недостаток.

В качестве примера приведем характеристики фильтра на четырех диэлектрических резонаторах, в которых возбуждается колебание типа  $H_{011}$ :  $f_0 = 9,65$  ГГц;  $2\Delta f_p = 50$  МГц;  $L_p = 3,64$  дБ;  $L_s \geq 20$  дБ при  $f_s = 9,6$  ГГц.

**Полосно-заграждающие фильтры**, или **режекторные фильтры**, не пропускают сигналы в полосе частот от  $\omega_s$  до  $\omega_z$  с заданным затуханием  $L_s$  и пропускают сигналы всех остальных частот. Для проектирования ПЗФ также используются фильтры-прототипы; при этом применяется частотное преобразование вида

$$\Omega = \frac{k_4}{\omega(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)},$$

где  $k_4 = 2\Delta\omega\Omega$ , которое трансформирует схему фильтра-прототипа (см. рис. 3.49, а) в схему ПЗФ (рис. 3.61). В этом случае любая емкость  $C'$  фильтра-прототипа преобразуется в последовательный колебательный контур с параметрами  $L = (k_4 C')^{-1}$ ,  $C = k_4 C'/\omega_0^2$ , а любая индуктивность  $L'$  фильтра-прототипа — в параллельный колебательный контур с параметрами  $L = k_4 L'/\omega_0^2$ ;  $C = (k_4 L')^{-1}$ .

Полосно-заграждающие фильтры реализуются чаще всего с использованием одинаковых резонаторов, связанных между собой четырехполюсниками связи, которые являются инверторами. Эти инверторы выполняются, как правило, в виде четвертьволновых отрезков линий передачи с определенным волновым сопротивлением.

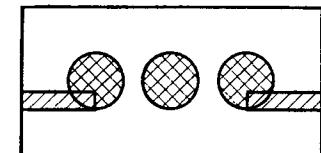


Рис. 3.60. ППФ с диэлектрическими резонаторами высокой добротности

На рис. 3.62 приведена топология ПЗФ на резонаторах с четвертьволиовыми связями. В этом фильтре последовательные колебательные контуры (включенные параллельно линии) реализуются в виде короткого отрезка линии с высоким волновым сопротивлением, являющегося эквивалентом индуктивности, и разомкнутого на конце шлейфа с низким волновым сопротивлением, реализующего емкость. Если все четвертьволиевые отрезки имеют одинаковое волновое сопротивление  $Z_1$ , то для ПЗФ с узкой полосой заграждения

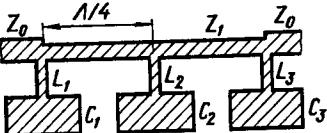


Рис. 3.62. Топология микрополоскового ПЗФ на квазисосредоточенных резонаторах с четвертьволиовыми связями

ПЗФ на связанных линиях (рис. 3.63, а) отличаются большой компактностью, поскольку резонаторы расположены параллельно основной линии. Кроме того, резонаторы включаются последовательно друг за другом, имеют электромагнитную связь с линией по всей ее длине и закорочены на одном конце, в то время как на другом конце имеет место режим холостого хода. Расчет ПЗФ основывается также на фильтре-прототипе и сводится к расчету геометрических параметров связанных линий. Недостатком фильтра является необходимость создания короткого

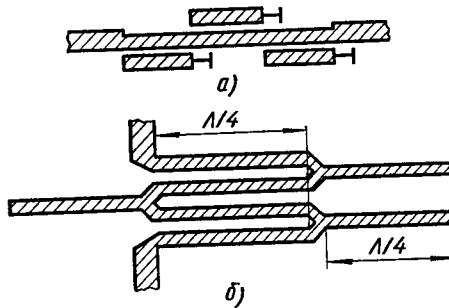


Рис. 3.63. Варианты ПЗФ на связанных линиях

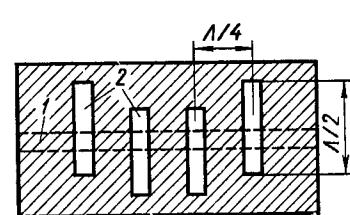


Рис. 3.64. ПЗФ в виде комбинации щелевой линии и МПЛ

замыкания. При другой топологии ПЗФ на связанных линиях (рис. 3.63, б) отсутствуют короткозамыкатели, что удобно при реализации фильтра на МПЛ.

Конструкция ПЗФ с использованием микрополосковой и щелевой линий передачи представлена на рис. 3.64. Проводник 1 и

щелевые резонаторы 2 располагаются на разных сторонах подложки. Полуволновые щелевые резонаторы имеют наибольшую связь с МПЛ при симметричном расположении относительно последней. В этом случае затухание и относительная ширина полосы заграждения максимальны. По мере удаления щелевого резонатора от осевой линии МПЛ оба параметра уменьшаются. Расстояние между резонаторами равно четверти длины волны.

Для создания ПЗФ широко используют шлейфные структуры. В силу того что шлейфные фильтры имеют чередующиеся полосы пропускания и заграждения, они могут использоваться как ФНЧ, ППФ, ПЗФ, а также как фильтры псевдоверхних частот. Так, если в ППФ на рис. 3.59 короткозамкнутые шлейфы заменить разомкнутыми, то он будет иметь АЧХ ПЗФ. Шлейфные ППФ преобразуются в ПЗФ также при изменении длины шлейфов на  $\pm 1/4$  по сравнению с ППФ.

Полосно-загражающие фильтры могут быть построены также на основе ферритовых и диэлектрических объемных резонаторов. При этом повышается затухание в полосе заграждения, а сама полоса заграждения может быть очень узкой благодаря высокой добротности используемых резонаторов.

## ГЛАВА 4

### АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПАССИВНЫХ УСТРОЙСТВ СВЧ

#### § 4.1. Общие сведения

Одной из тенденций в развитии техники СВЧ на современном этапе является все большая ее миниатюризация и интеграция (т. е. создание конструкций, объединяющих десятки элементов и устройств без промежуточных разъемов). При разработке интегральных схем СВЧ наиболее полно раскрываются преимущества автоматизированного проектирования. Самое широкое применение в интегральных схемах СВЧ нашли МПЛ и элементы на их основе, изготавляемые по планарной технологии. Наряду с этим исследуется возможность использования для создания интегральных схем СВЧ линий передачи на основе диэлектрических волноводов.

Необходимость автоматизации проектирования интегральных схем СВЧ обусловлена тем, что практически невозможны подстройка и регулировка параметров микрополосковых и диэлектрических структур, составляющих основу этих схем. Кроме того, большое число элементов интегральных схем затрудняет возможность экспериментального подбора требуемых параметров и режимов работы схемы. Все это требует строгого электродинамического подхода при разработке математического обеспечения

# систем автоматизированного проектирования (САПР) устройств СВЧ.

Разработка любых алгоритмов всегда предшествует формализация задачи. Этот процесс называется *постановкой задачи*. В ней можно выделить два этапа: 1) переход от реального объекта к физической модели и 2) математическую формулировку принятой физической модели, т. е. переход к математической модели.

Математическая модель — это обычно система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), к решению которых сводится задача анализа электродинамической структуры. Результатом решения такой системы является спектр собственных функций и собственных значений (если речь идет о регулярном отрезке направляющей системы) или матрица рассеяния (в случае анализа неоднородности). Очевидно, что любое пассивное устройство СВЧ можно представить в виде набора отрезков регулярных линий передачи и различных неоднородностей. Результаты их анализа позволяют получить матрицу рассеяния устройства в целом по правилам объединения матриц отдельных элементов. Задача параметрического синтеза устройства сводится, в свою очередь, к оптимизации соответствующих элементов матрицы рассеяния путем подбора электрических параметров и геометрических размеров синтезируемой структуры.

Рассмотрим основные свойства матрицы рассеяния.

## § 4.2. Матрица рассеяния многополюсника

*Многополюсным соединением* или *многополюсником* называется электрическая цепь, имеющая  $2n$  зажимов, образующих по парно  $n$  входов. В более общем случае число входов определяется не только числом разветвлений, но и числом типов волн, существующих в устройстве на данной частоте. Часто подразумевается, что входные сечения расположаются достаточно далеко от неоднородности и во всех линиях существует одноволновый режим. В этом случае число входов многополюсника определяется реальным числом входов рассматриваемого устройства.

Матрицы рассеяния многополюсников строятся по тому же принципу, что и матрицы рассеяния четырехполюсников. Запишем для многополюсника, схематически изображенного на рис. 4.1, выражения, связывающие амплитуды напряжения па-

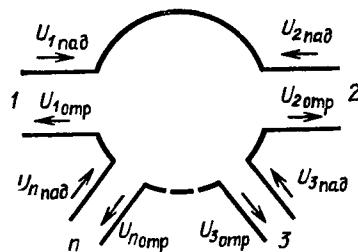


Рис. 4.1. Эквивалентный пассивный многополюсник, описывающий разветвление (неоднородность)  $n$  линий передачи

дающих и отраженных от многополюсника волн:

$$\begin{aligned}U_{1\text{отр}} &= S_{11}U_{1\text{пад}} + S_{12}U_{2\text{пад}} + \dots + S_{1n}U_{n\text{пад}}, \\U_{2\text{отр}} &= S_{21}U_{1\text{пад}} + S_{22}U_{2\text{пад}} + \dots + S_{2n}U_{n\text{пад}}, \\&\dots \\U_{n\text{отр}} &= S_{n1}U_{1\text{пад}} + S_{n2}U_{2\text{пад}} + \dots + S_{nn}U_{n\text{пад}}.\end{aligned}$$

Эти соотношения могут быть представлены в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} U_{1\text{отр}} \\ U_{2\text{отр}} \\ \dots \\ U_{n\text{отр}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \dots & S_{1n} \\ S_{21} & S_{22} & \dots & S_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{n1} & S_{n2} & \dots & S_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_{1\text{пад}} \\ U_{2\text{пад}} \\ \dots \\ U_{n\text{пад}} \end{bmatrix}$$

или  $\mathbf{U}_{\text{отр}} = \mathbf{S}\mathbf{U}_{\text{пад}}$ , где  $\mathbf{S}$  — матрица рассеяния;  $\mathbf{U}_{\text{пад}}$  и  $\mathbf{U}_{\text{отр}}$  — вектор-столбцы падающих и отраженных волн напряжения соответственно.

Элементы матрицы рассеяния  $S_{\sigma\nu} = \frac{U_{\sigma\text{отр}}}{U_{\nu\text{пад}}} \Big|_{U_{\sigma\text{отр}}=0}$  ( $i=1, 2, \dots, n, i \neq \nu$ ) имеют смысл коэффициентов передачи по напряжению из плеча  $\nu$  в плечо  $\sigma$ . Если многополюсник удовлетворяет принципу взаимности, то изменение направления волн не влияет на коэффициент передачи. Следовательно, для взаимных многополюсников справедливо равенство  $S_{\sigma\nu} = S_{\nu\sigma}$ , т. е. матрица рассеяния в этом случае является симметричной.

Если потери в многополюснике отсутствуют, суммарная мощность отраженных волн равна суммарной мощности падающих волн, что соответствует унитарности матрицы рассеяния:

$$\sum_{k=1}^{\infty} S_{k\sigma} S_{k\nu}^* = \begin{cases} 1, & \sigma = \nu, \\ 0, & \sigma \neq \nu. \end{cases}$$

Здесь и далее звездочкой обозначены комплексно-сопряженные величины. Элементы матрицы рассеяния  $S_{\nu\nu}$  определяют коэффициенты отражения при подаче сигнала в  $\nu$ -е плечо, если к остальным входам подключены согласованные нагрузки.

В общем случае, как уже указывалось, число входов, а следовательно, и число строк и столбцов в матрице рассеяния определяется не только числом разветвлений в многополюснике, но и числом типов волн, существующих в устройстве на рабочей частоте. Тогда матрица, описывающая электромагнитный процесс в рассматриваемом многополюснике, состоит из  $n^2$  блоков, где

$n$  — число линий передачи (волновых каялов), подходящих к многополюснику. Число строк и столбцов в каждом блоке определяется числом типов волн, существующих в каналах, соответствующих этому блоку.

Пусть по определенному числу входов (каналов) к рассматриваемому устройству приходит сигнал в виде набора собственных волн. В этом случае в каждом канале распространяются и отраженные (обратные) волны, являющиеся откликами устройства на падающие (прямые) волны. Поле в каждом канале можно представить в виде суперпозиции падающих и отраженных обратных волн:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}_i = \begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}_{i\text{пад}} + \begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}_{i\text{отр}}, \quad i = \overline{1, n}.$$

Отраженные волны в каждом канале представляют результат воздействия на рассматриваемое устройство падающих волн во всех каналах. Введем векторы комплексных амплитуд падающих в  $i$ -м канале волн  $U_{i\text{пад}}$  и векторы комплексных амплитуд отраженных волн в том же канале  $U_{i\text{отр}}$ . Здесь  $k$  — номер волны в рассматриваемом канале. В общем случае эти векторы будут бесконечномерными, так как число типов волн в каждом канале бесконечно. Зависимость между этими векторами можно записать в виде матричного соотношения (4.1), где  $n$  — число каналов.

На практике в каждом каяле учитывается лишь конечное число типов волн. Тогда блок  $S^{ij}$  матрицы рассеяния, характеризующий передачу из  $j$ -го каяла в  $i$ -й, состоит из  $k_i$  строк и  $l_j$  столбцов, где  $k_i$  — число типов волн, учитываемых в  $i$ -м канале;  $l_j$  — число типов волн, учитываемых в  $j$ -м канале.

$$\begin{bmatrix} U_{1\text{отр}}^1 \\ U_{2\text{отр}}^1 \\ \dots \\ U_{1\text{отр}}^2 \\ U_{2\text{отр}}^2 \\ \dots \\ U_{1\text{отр}}^n \\ U_{2\text{отр}}^n \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} S_{11}^{11} & S_{12}^{11} & S_{13}^{11} \dots & S_{11}^{12} & S_{12}^{12} & S_{13}^{12} \dots & S_{11}^{1n} & S_{12}^{1n} & S_{13}^{1n} \dots \\ S_{21}^{11} & S_{22}^{11} & S_{23}^{11} \dots & S_{21}^{12} & S_{22}^{12} & S_{23}^{12} \dots & S_{21}^{1n} & S_{22}^{1n} & S_{23}^{1n} \dots \\ \dots & \dots \\ S_{11}^{21} & S_{12}^{21} & S_{13}^{21} \dots & S_{11}^{22} & S_{12}^{22} & S_{13}^{22} \dots & S_{11}^{2n} & S_{12}^{2n} & S_{13}^{2n} \dots \\ S_{21}^{21} & S_{22}^{21} & S_{23}^{21} \dots & S_{21}^{22} & S_{22}^{22} & S_{23}^{22} \dots & S_{21}^{2n} & S_{22}^{2n} & S_{23}^{2n} \dots \\ \dots & \dots \\ S_{11}^{n1} & S_{12}^{n1} & S_{13}^{n1} \dots & S_{11}^{n2} & S_{12}^{n2} & S_{13}^{n2} \dots & S_{11}^{nn} & S_{12}^{nn} & S_{13}^{nn} \dots \\ S_{21}^{n1} & S_{22}^{n1} & S_{23}^{n1} \dots & S_{21}^{n2} & S_{22}^{n2} & S_{23}^{n2} \dots & S_{21}^{nn} & S_{22}^{nn} & S_{23}^{nn} \dots \\ \dots & \dots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_{1\text{пад}}^1 \\ U_{2\text{пад}}^1 \\ \dots \\ U_{1\text{пад}}^2 \\ U_{2\text{пад}}^2 \\ \dots \\ U_{1\text{пад}}^n \\ U_{2\text{пад}}^n \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Матрица рассеяния  $S$  описывает любые возможные режимы в рассматриваемом многополюснике. Следовательно, если известны все ее компоненты, то можно полностью исследовать электромагнитный процесс, происходящий в многополюснике, без учета его внутренней структуры, т. е. считая многополюсник «черным ящиком».

#### § 4.3. Метод декомпозиции

Волновые матрицы рассеяния  $S$  широко применяются при анализе цепей СВЧ. Основным средством их вычисления является электродинамическая теория. Для исследования любого сколь угодно сложного устройства СВЧ необходимо решить ряд так называемых ключевых задач. Под *ключевой задачей* будем понимать *краевую задачу электродинамики*, решив которую можно получить информацию о матрице рассеяния устройства.

Для определения элементов матрицы рассеяния  $S$  *ключевую задачу* решают в режиме дифракции волн всех учитываемых типов во всех каналах. При этом решаются однородные уравнения Максвелла при условии, что в одном из каналов многополюсника, соответствующего рассматриваемому устройству, существует прямая волна заданного типа, а во всех его остальных каналах прямые волны отсутствуют.

При определении элементов матрицы полных сопротивлений  $Z$  *ключевые задачи* решают в режиме холостого хода. Элементы матрицы полных проводимостей определяют в режиме короткого замыкания. В первом случае на одном из входов задается  $H_\tau \neq 0$ , а на остальных входах  $H_\tau = 0$ , где  $H_\tau$  — касательная к плоскости входа составляющая напряженности магнитного поля. Во втором случае на одном из входов задается  $E_\tau \neq 0$ , а на остальных вхо-

дах  $E_t=0$ , где  $E_t$  — аналогичная составляющая напряженности электрического поля.

Используемые на практике устройства СВЧ достаточно сложны и могут иметь размеры, значительно превышающие длину волны. Это приводит, как правило, к большим, а часто и непреодолимым трудностям при решении задачи для устройства в целом. Поэтому целесообразно любое

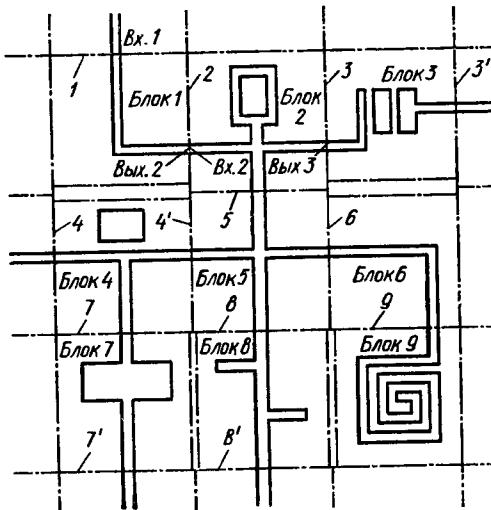


Рис. 4.2. Устройство СВЧ, разделенное на автономные блоки

описывающие его поведение в устройстве, например, матрицы рассеяния  ${}_1S$ ,  ${}_2S$ ,  ${}_3S$ , ... (или какие-либо другие матрицы). Каждую границу между двумя соседними блоками будем рассматривать как поперечное сечение волнового канала нулевой длины. В этом случае можно построить матрицу рассеяния (или любую другую матрицу) для всего устройства.

Рассмотрим первые два блока. Будем считать для простоты, что блок 1 имеет вход 1 и выход 2, а блок 2 — вход 2 и выход 3. Таким образом, выход блока 1 является входом блока 2, а прямые волны канала 2 блока 1 являются обратными волнами канала 2 блока 2, и наоборот. Запишем дифракционные соотношения для обоих блоков в матричной форме:

$$\begin{bmatrix} {}_1U_{\text{отр}}^1 \\ {}_1U_{\text{отр}}^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} {}_1S^{11} & {}_1S^{12} \\ {}_1S^{21} & {}_1S^{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_1U_{\text{пад}}^1 \\ {}_1U_{\text{пад}}^2 \end{bmatrix} \quad \text{для блока 1;} \quad (4.2a)$$

$$\begin{bmatrix} {}_2U_{\text{отр}}^2 \\ {}_2U_{\text{отр}}^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} {}_2S^{22} & {}_2S^{23} \\ {}_2S^{32} & {}_2S^{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_2U_{\text{пад}}^2 \\ {}_2U_{\text{пад}}^3 \end{bmatrix} \quad \text{для блока 2.} \quad (4.2b)$$

Здесь  ${}_iU_{\text{пад}}^j$ ,  ${}_iU_{\text{отр}}^j$  — вектор-столбцы комплексных амплитуд соответственно прямых и обратных волн размерностью  $k_j$  ( $k_j$  — число учитываемых типов волн в  $j$ -м канале);  ${}_iS^{jk}$  — блоки матрицы рассеяния  $i$ -го блока устройства, описывающие процесс передачи из  $k$ -го канала в  $j$ -й.

Для канала 2, общего для блоков 1 и 2, можно записать:

$${}_1U_{\text{пад}}^2 \equiv {}_2U_{\text{отр}}^2, \quad {}_2U_{\text{пад}}^2 \equiv {}_1U_{\text{отр}}^2. \quad (4.3)$$

Решив матричные уравнения (4.2) относительно векторов прямой и обратной волн в канале 2, общем для обоих блоков, и учитывая тождества (4.3), найдем:

$${}_1U_{\text{пад}}^2 = {}_2U_{\text{отр}}^2 = [I - {}_2S^{22} {}_1S^{22}]^{-1} [{}_1S^{22} {}_1S^{21} {}_1U_{\text{пад}}^1 + {}_2S^{21} {}_2U_{\text{пад}}^1],$$

$${}_1U_{\text{отр}}^2 = {}_2U_{\text{пад}}^2 = [I - {}_1S^{22} {}_2S^{22}]^{-1} [{}_1S^{21} {}_1U_{\text{пад}}^1 + {}_1S^{22} {}_2S^{21} {}_2U_{\text{пад}}^1], \quad (4.4)$$

где  $I$  — единичная матрица.

Исключив с помощью (4.4) из (4.2) векторы, общие для обоих блоков, получим

$$\begin{bmatrix} {}_1U_{\text{отр}}^1 \\ {}_2U_{\text{отр}}^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} {}_{12}S^{11} & {}_{12}S^{13} \\ {}_{12}S^{31} & {}_{12}S^{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_1U_{\text{пад}}^1 \\ {}_2U_{\text{пад}}^3 \end{bmatrix}$$

или  ${}_{12}U_{\text{отр}} = {}_{12}S_{12}U_{\text{пад}}$ . Здесь

$${}_{12}S^{11} = {}_1S^{11} + {}_1S^{12} [I - {}_2S^{22} {}_1S^{22}]^{-1} {}_2S^{22} {}_1S^{21},$$

$${}_{12}S^2 = {}_1S^{12} [I - {}_2S^{22} {}_1S^{22}]^{-1} {}_2S^{23},$$

$${}_{12}S^{21} = {}_2S^{32} [I - {}_1S^{22} {}_2S^{22}]^{-1} {}_1S^{21},$$

$${}_{12}S^{22} = {}_2S^{33} + {}_2S^{32} [I - {}_1S^{22} {}_2S^{22}]^{-1} {}_1S^{22} {}_2S^{23}, \quad (4.5)$$

где величины, обозначенные индексом 12 слева внизу, относятся к новому блоку 12, полученному в результате объединения блоков 1 и 2.

Таким же путем, объединяя блоки 12 и 3, получим новый блок 123. Продолжая этот процесс до последнего автономного блока, получим матрицу рассеяния всего устройства СВЧ.

Аналогично, используя метод декомпозиции, в принципе можно получить и другие матрицы любого устройства СВЧ.

Следует заметить, что любой автономный блок в общем случае связан с соседними блоками при помощи разного числа каналов — от одного до четырех. Но может оказаться, что взаимодействие между соседними блоками осуществляется не по всем каналам, а лишь по некоторым из них. На других границах блока

его связь с соседними блоками может или совсем отсутствовать, или быть очень слабой. На рис. 4.2 эти границы обозначены двойными штрихпунктирными линиями. Связи по этим каналам можно вообще не учитывать или учитывать лишь как паразитные.

В дальнейшем будет показано, как в соответствии с методом декомпозиции решаются различные ключевые задачи для конкретных направляющих структур и синтезируются пассивные устройства СВЧ.

#### § 4.4 Дифракция электромагнитных волн на скачке ширины проводника экранированной МПЛ

Рассмотрим неоднородность в виде скачкообразного уменьшения ширины проводника *экранированной микрополосковой линии* (ЭМПЛ) (рис. 4.3). При решении этой задачи воспользуемся методом частичных областей. В соответствии с этим методом

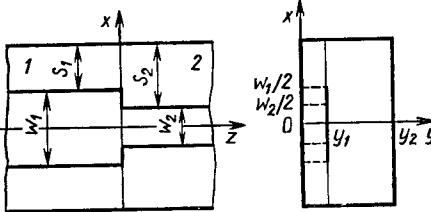


Рис. 4.3. Скачок ширины полоскового проводника экранированной МПЛ

ширина полоскового проводника во второй области может быть равна нулю ( $w_2=0$  — обрыв проводника ЭМПЛ). Тогда вторая частичная область будет представлять собой двухслойный прямоугольный волновод.

Пусть плоская электромагнитная волна падает слева на неоднородность. В этом случае поле в первой области представляет суперпозицию полей падающей и отраженной от неоднородности волн. Во второй области имеется только прошедшая волна:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}_1 = \sum_{n=1}^N A_n \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{1n}(x, y) \\ \mathbf{h}_{1n}(x, y) \end{bmatrix} \exp(-j\beta_{1n}z) + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{1n}(x, y) \\ -\mathbf{h}_{1n}(x, y) \end{bmatrix} \exp(j\beta_{1n}z) \text{ при } z < 0, \quad (4.6)$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}_2 = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{2n}(x, y) \\ \mathbf{h}_{2n}(x, y) \end{bmatrix} \exp(-j\beta_{2n}z) \text{ при } z \geq 0, \quad (4.7)$$

где  $\left\{ \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{jn}(x, y) \\ \mathbf{h}_{jn}(x, y) \end{bmatrix}, j=1, 2 \right\}$  — система собственных функций сечения соответствующей регулярной линии;  $A_n, B_n$  и  $C_n$  — неизвестные коэффициенты.

Границные условия на стыке обеих областей в плоскости  $z=0$  запишем в виде векторных произведений:

$$[\mathbf{E}_1, \mathbf{z}_0] = [\mathbf{E}_2, \mathbf{z}_0] \text{ на } S_2, \quad (4.8)$$

$$[\mathbf{z}_0, \mathbf{H}_1] = [\mathbf{z}_0, \mathbf{H}_2] \text{ на } S_1, \quad (4.9)$$

$$[\mathbf{E}_1, \mathbf{z}_0] = [\mathbf{E}_2, \mathbf{z}_0] \text{ на } \Delta S = S_2 - S_1, \quad (4.10)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — части сечений соответствующих регулярных линий, свободные от проводников;  $\mathbf{z}_0$  — единичный вектор, направленный вдоль оси  $z$ .

Подставив (4.6) и (4.7) в (4.8), учитывая ортогональность собственных функций области 2 и условие (4.10), получим систему уравнений

$$\sum_{n=1}^N b_{nk} A_n + \sum_{n=1}^{\infty} b_{nk} B_n = C_k, \quad (4.11)$$

где

$$b_{nk} = \frac{1}{N_{2k}} \int_{S_1} [\mathbf{e}_{1n}, \mathbf{h}_{2k}^*] \mathbf{z}_0 ds,$$

$$N_{2k} = \int_{S_2} [\mathbf{e}_{2k}, \mathbf{h}_{2k}^*] \mathbf{z}_0 ds, \quad k=1, 2, 3, \dots$$

Аналогично, используя условие (4.9), получаем

$$A_n - B_n = \sum_{k=1}^{\infty} c_{nk} C_k, \quad (4.12)$$

где

$$c_{nk} = \frac{1}{N_{1n}} \int_{S_2} [\mathbf{e}_{1n}, \mathbf{h}_{1n}^*] \mathbf{z}_0 ds,$$

$$N_{1n} = \int_{S_1} [\mathbf{e}_{1n}, \mathbf{h}_{1n}^*] \mathbf{z}_0 ds.$$

Систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) (4.11) и (4.12) можно переписать в виде:

$$\sum_{n=1}^{\infty} d_{kn} B_n = \sum_{n=1}^N \left( \delta_{kn} - \sum_{l=1}^{\infty} b_{nl} c_{kl} \right) A_n,$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} f_{kn} C_n = 2 \sum_{n=1}^N b_{nk} A_n, \quad (4.13)$$

где  $d_{kn} = \delta_{kn} + \sum_{l=1}^{\infty} b_{nl} c_{lk}$ ;  $f_{kn} = \delta_{kn} + \sum_{l=1}^{\infty} b_{lk} c_{ln}$ ,  $k=1, 2, 3, \dots$ .

Решая бесконечную СЛАУ (4.13), находим коэффициенты разложений (4.6) и (4.7), т. е. получаем выражения для поля отраженных и прошедших волн.

Аналогично, решая задачу при падении волны на неоднородность справа, получаем СЛАУ относительно коэффициентов разложений для отраженной и прошедшей волн:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} d_{kn} \tilde{B}_n &= 2 \sum_{n=1}^N c_{kn} A_n, \\ \sum_{n=1}^{\infty} f_{kn} \tilde{C}_n &= \sum_{n=1}^N \left( -\delta_{kn} + \sum_{l=1}^{\infty} b_{lk} c_{ln} \right) A_n. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Коэффициенты СЛАУ (4.13) и (4.14) выражаются через дифракционные интегралы вида  $i_i L_{nk} = \int_{S_{i,j}} [\mathbf{e}_{in}, \mathbf{h}_{ik}^*] \times \mathbf{z}_0 ds$ , для вычисления которых необходимо знать собственные функции регулярных линий обеих областей. (Методика получения этих функций была рассмотрена в § 1.1.) Они определяют два класса волн, которые могут существовать в этих линиях:  $LE(E_y=0)$  и  $LM(H_y=0)$ .

Матрица рассеяния получается в результате решения СЛАУ (4.13) и (4.14). Для вычисления  $j$ -го столбца указанной матрицы следует решить СЛАУ при условии, что в ее правой части  $A_j=1$ ,  $A_l=0$  ( $l \neq j$ ). Полученные коэффициенты разложений  $\{B_n\}$  и  $\{C_n\}$  являются элементами матрицы рассеяния.

#### § 4.5. Дифракция электромагнитных волн на двух близко расположенных скачках ширины полоскового проводника МПЛ

По рассмотренному в предыдущем параграфе алгоритму можно получать матрицы рассеяния и более сложных неоднородностей. Но если две неоднородности расположены на небольшом расстоянии друг от друга, то запредельные высшие типы волн, возникающие на каждой из них, не успевают затухнуть на малом участке линии между этими неоднородностями. В результате возникает очень сложная картина поля, для описания которой матрицы рассеяния каждой неоднородности должны иметь очень высокий порядок, что требует большой оперативной памяти ЭВМ и приводит к чрезмерному расходу машинного времени. Поэтому для исследования таких неоднородностей необходим специальный алгоритм.

Получим этот алгоритм. Типичная структура неоднородности в виде двойного скачка ширины проводника МПЛ представлена на рис. 4.4. Соотношения между шириной полосковых проводников могут быть различными, порядок следования скачков тоже может быть произвольным (сужение — расширение — см. рис. 4.4, расширение — сужение, расширение — расширение, сужение — сужение). В отдельных областях ширина полоскового проводника может быть равной нулю.

Электромагнитное поле в областях 1 и 2 представим в виде суперпозиции падающих и отраженных волн, а в области 3 — в виде суперпозиции только прошедших волн. Поля в области 1 запишем в виде

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}_1 = \sum_{n=1}^N A_n \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{1n} \\ \mathbf{h}_{1n} \end{bmatrix} \exp(-j\beta_{1n} z) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{1n} \\ -\mathbf{h}_{1n} \end{bmatrix} \exp(j\beta_{1n} z); \quad (4.15)$$

в области 2

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}_2 = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{2n} \\ \mathbf{h}_{2n} \end{bmatrix} \exp(-j\beta_{2n} z) + \sum_{n=1}^{\infty} D_n \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{2n} \\ -\mathbf{h}_{2n} \end{bmatrix} \exp(j\beta_{2n} z); \quad (4.16)$$

в области 3

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}_3 = \sum_{n=1}^{\infty} F_n \begin{bmatrix} \mathbf{e}_{3n} \\ \mathbf{h}_{3n} \end{bmatrix} \exp[-j\beta_{3n}(z-z_1)], \quad (4.17)$$

где  $\{ \mathbf{e}_{jn} \}$  — системы собственных функций поперечного сечения области  $j$ ;  $B_n$ ,  $C_n$ ,  $D_n$ ,  $F_n$  — неизвестные коэффициенты.

Для структуры, приведенной на рис. 4.4, граничные условия на границах между областями запишем в виде:

$$[\mathbf{E}_1, z_0] = [\mathbf{E}_2, z_0] \text{ на } S_2 \text{ при } z=0, \quad (4.18)$$

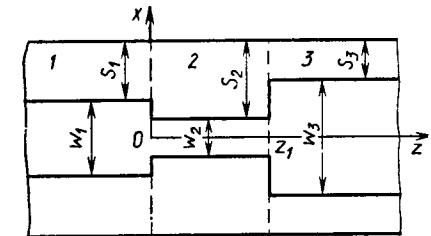


Рис. 4.4. Неоднородность в виде двойного скачка ширины полоскового проводника экранированной МПЛ

$$[\mathbf{E}_1, \mathbf{z}_0] = [\mathbf{E}_2, \mathbf{z}_0] = 0 \text{ на } \Delta S_0 = S_2 - S_1 \text{ при } z=0, \quad (4.19)$$

$$[\mathbf{z}_0, \mathbf{H}_1] = [\mathbf{z}_0, \mathbf{H}_2] \text{ на } S_1 \text{ при } z=0, \quad (4.20)$$

$$[\mathbf{E}_3, \mathbf{z}_0] = [\mathbf{E}_2, \mathbf{z}_0] \text{ на } S_2 \text{ при } z=z_1, \quad (4.21)$$

$$[\mathbf{E}_3, \mathbf{z}_0] = [\mathbf{E}_2, \mathbf{z}_0] = 0 \text{ на } \Delta S_1 = S_2 - S_3 \text{ при } z=z_1, \quad (4.22)$$

$$[\mathbf{z}_0, \mathbf{H}_3] = [\mathbf{z}_0, \mathbf{H}_2] \text{ на } S_3 \text{ при } z=z_1, \quad (4.23)$$

где  $S_j$  — поперечное сечение полосковой линии в области  $j$ . В случае бесконечно тонких полосковых проводников поперечные сечения вырождаются в отрезки.

Подставив в равенства (4.18) — (4.23) выражения (4.15) — (4.17) и воспользовавшись ортогональностью собственных волн в каждой области

$$\int_S [\mathbf{e}_j, h_{jk}^*] z_0 ds = 0 \text{ при } n \neq k,$$

получим бесконечную СЛАУ относительно коэффициентов  $B_n$ ,  $C_n$ ,  $D_n$  и  $F_n$ . Исключив из нее коэффициенты  $C_n$  и  $D_n$ , получим систему уравнений относительно  $B_n$  и  $F_n$ :

$$\sum_{n=1}^{\infty} a_{kn} F_n + \xi \sum_{n=1}^{\infty} \zeta_{kn} B_n = \sum_{n=1}^N A_n (\zeta_{kn} - 2\delta_{kn});$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} a'_{kn} F_n + \xi' \sum_{n=1}^{\infty} \zeta'_{kn} B_n = \sum_{n=1}^N A_n \zeta'_{kn},$$

где  $k=1, 2, 3, \dots$ ;

$$a_{kn} = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{c_{kp} f_{np}}{j \sin(\beta_{2p} z_1)};$$

$$\zeta_{kn} = \delta_{kn} + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{c_{kp} a_{np}}{j \operatorname{tg}(\beta_{2p} z_1)};$$

$$a'_{kn} = \delta_{kn} + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{b_{kp} f_{np}}{j \operatorname{tg}(\beta_{2p} z_1)};$$

$$\zeta'_{kn} = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{b_{kp} a_{np}}{j \sin(\beta_{2p} z_1)};$$

$$a_{np} = \frac{1}{N_{2p}} \int_{S_1} [\mathbf{e}_{1p}, h_{2p}^*] z_0 ds;$$

$$b_{np} = \frac{1}{N_{3p}} \int_{S_3} [\mathbf{e}_{3p}, h_{2p}^*] z_0 ds;$$

$$c_{np} = \frac{N_{2p}}{N_{1n}} a_{np}; \quad f_{np} = \frac{N_{3p}}{N_{2p}} b_{np};$$

$$N_{jp} = \int_{S_j} [\mathbf{e}_{jp}, h_{jq}^*] z_0 ds, \quad j=1, 2, 3.$$

Здесь  $\xi = \xi' = -1$  — параметры, определяемые структурой неоднородностей. Указанные параметры могут принимать значения  $\pm 1$  в различных сочетаниях.

Таким образом, получена математическая модель для двойного скачка ширины проводника при  $S_2 \geq S_1, S_3$  (см. рис. 4.4).

Для структуры, в которой  $S_2 \leq S_1, S_3$ , необходимо в граничных условиях (4.18) — (4.20) произвести замену  $S_1 \leftrightarrow S_2$ , а в условиях (4.21) — (4.23) — замену  $S_2 \leftrightarrow S_3$ ; при этом  $\xi = \xi' = 1$ . Для структуры, в которой  $S_1 \leq S_2 \leq S_3$ , производят замену  $S_2 \leftrightarrow S_3$  в условиях (4.21) — (4.23), а параметры  $\xi$  и  $\xi'$  принимают значения  $-1$  и  $+1$  соответственно. Наконец, для получения математической модели структуры, у которой  $S_1 \geq S_2 \geq S_3$ , необходимо выполнить замену  $S_1 \leftrightarrow S_2$  в условиях (4.18) — (4.20), а параметрам  $\xi$  и  $\xi'$  присвоить значения  $+1$  и  $-1$  соответственно.

#### § 4.6. Нерегулярный полосковый тракт с каскадно включенными неоднородностями

Тракт СВЧ на линиях передачи любого типа всегда можно представить в виде совокупности каскадно включенных базовых элементов трех типов: отрезков регулярных линий передачи, отдельных неоднородностей линий передачи и двойных неоднородностей. Поэтому анализ нерегулярного тракта СВЧ можно проводить методом декомпозиции.

В виде отдельных неоднородностей базовые элементы используются в том случае, когда неоднородность располагается между отрезками регулярных линий достаточно большой длины и можно считать, что только конечное число волн высших типов, возникающих на этой неоднородности, будет взаимодействовать с соседними неоднородностями слева и справа. В виде двойной неоднородности элемент рассматривается в том случае, когда эти неоднородности расположены настолько близко друг к другу, что ограничиться сравнительно небольшим числом волн высших типов, возникающих на каждой из этих неоднородностей, нельзя.

Рассмотрим полосковый нерегулярный тракт с каскадно включенными неоднородностями в виде скачков ширины полос-

кового проводника. На рис. 4.5 показано его деление на отдельные блоки. Блоки 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15 представляют отрезки регулярных полосковых линий, блоки 2, 6, 12, 14 — скачки ширины полоскового проводника, а блоки 4, 8, 10 — спаренные скачки.

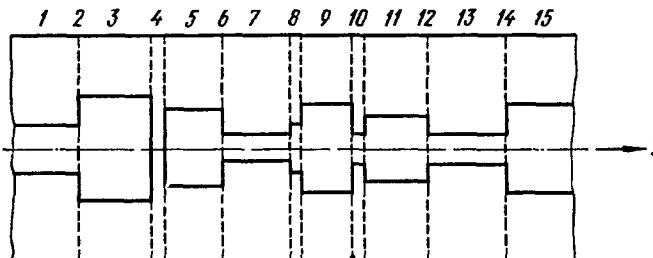


Рис. 4.5. Полосковый тракт СВЧ с каскадно включенными неоднородностями

ки ширины полоскового проводника, расположенные на малых расстояниях друг от друга. Используя математические модели таких базовых элементов (см. § 4.3, 4.4), можно построить алгоритм вычисления элементов матрицы рассеяния каждого базового элемента. Для этого каждый элемент представляют в виде многомодового четырехполюсника (рис. 4.6). Матрица рассеяния  $pS$  такого четырехполюсника состоит из четырех блоков и имеет порядок  $m+k$ , где  $m$  — число типов волн во входном его канале,  $n$  — число типов волн в выходном канале,

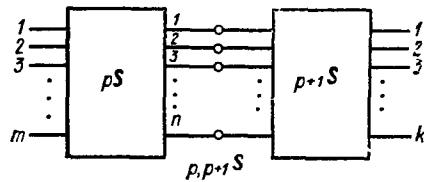


Рис. 4.6. Схема объединения многополюсников, описывающих базовые элементы неоднородной полосковой линии

$p$  — порядковый номер четырехполюсника. Каждый блок представляет собой прямоугольную матрицу определенных размеров:

$${}_pS^{11} = m \times m; \quad {}_pS^{12} = m \times n; \quad {}_pS^{21} = n \times m; \quad {}_pS^{22} = n \times n. \quad (4.24)$$

Если матрица  $pS$  одного из блоков рассматриваемого тракта имеет порядок  $m+n$ , а матрица  $p+1S$  следующего блока — порядок  $n+k$ , то результирующая матрица  $p+p+1S$  имеет порядок  $m+k$ , элементы ее блоков можно вычислить по формулам (4.5), а размеры этих блоков определяются выражениями (4.24).

Результирующую матрицу рассеяния всего тракта можно получить по рассмотренной ранее рекуррентной схеме (см. § 4.2). По этой схеме на каждом шаге вычисляется матрица рассеяния соединения двух многополюсников — многополюсника, полученного на предыдущем этапе, и очередного базового элемента. Такая схема наиболее удобна для алгоритмизации.

## § 4.7. Дифракция электромагнитных волн на стыке двух многопроводных МПЛ

Рассмотрим стык двух различных МПЛ, показанных на рис. 4.7. Обозначим  $S_1$  и  $S_2$  — части поперечных сечений соответствующих линий, свободные от проводников. Будем считать, что сечение проводников линии 2 целиком содержится в сечении проводников линии 1 (или,  $S_1$  содержит в себе  $S_2$ ). При решении задачи используем собственные волны многопроводных МПЛ, полученные в § 1.4.

Электромагнитное поле в линиях 1 и 2 представим в виде суперпозиции падающих и рассеянных собственных волн соответствующих линий:

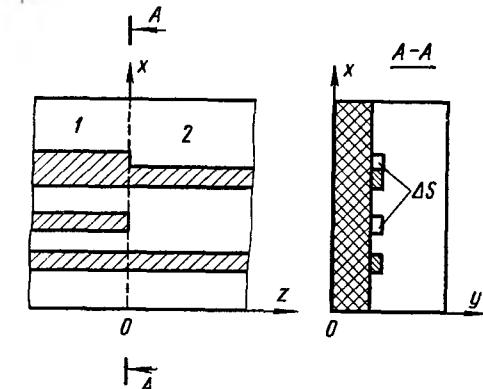


Рис. 4.7. Стык многопроводных МПЛ. Сечение проводников линии 2 целиком содержится в сечении проводников линии 1

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix}_1 = \sum_{n=1}^N A_n \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{1n} \\ \mathbf{h}_{1n} \end{pmatrix} \exp(-j\beta_{1n}z) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{1n} \\ -\mathbf{h}_{1n} \end{pmatrix} \exp(j\beta_{1n}z), \quad (4.25)$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix}_2 = \sum_{k=1}^{\infty} C_k \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{2k} \\ \mathbf{h}_{2k} \end{pmatrix} \exp(-j\beta_{2k}z) + \sum_{k=1}^K D_k \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{2k} \\ -\mathbf{h}_{2k} \end{pmatrix} \exp(j\beta_{2k}z), \quad (4.26)$$

где  $\begin{pmatrix} \mathbf{e}_{jq} \\ \mathbf{h}_{jq} \end{pmatrix}$  — системы собственных функций в соответствующих линиях;  $A_n$  и  $D_k$  — заданные амплитуды падающих волн;  $B_n$  и  $C_k$  — неизвестные амплитуды рассеянных волн;  $N$  и  $K$  — число типов падающих волн в соответствующих линиях.

Границные условия на стыке линий ( $z=0$ ), которым должны удовлетворять поля (4.25) и (4.26), записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} [\mathbf{E}_1, z_0] &= [\mathbf{E}_2, z_0] \quad \text{на } S_1, \\ [\mathbf{H}_1, z_0] &= [\mathbf{H}_2, z_0] \quad \text{на } S_1, \\ [\mathbf{E}_2, z_0] &= 0 \quad \text{на } \Delta S = S_2 - S_1. \end{aligned} \quad (4.27)$$

Подставляя (4.25) и (4.26) в условия (4.27) и используя усло-

вия ортогональности собственных функций соответствующих линий и их нормировку в виде

$$\int_S [e_{jn}, h_{jk}] z_0 ds = \begin{cases} 1, & n=k, \\ 0, & n \neq k, \end{cases}$$

получаем бесконечную СЛАУ относительно неизвестных амплитуд  $B_n$  и  $C_k$  рассеянных волн:

$$\sum_{n=1}^{\infty} B_n \left( \sum_{k=1}^{\infty} {}_1 L_{nk} {}_1 L_{jk} + \delta_{jn} \right) = \sum_{n=1}^N A_n \left( \delta_{jn} - \sum_{k=1}^{\infty} {}_1 L_{nk} {}_1 L_{jk} \right) + \\ + 2 \sum_{k=1}^K D_k {}_1 L_{jk}, \quad (4.28)$$

$$C_i + D_i = \sum_{n=1}^N A_n {}_1 L_{ni} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n {}_1 L_{ni},$$

$${}_1 L_{nk} = \int_S [e_{1n}, h_{2k}] z_0 ds, \quad i, j = 1, 2, 3, \dots$$

Для получения численных результатов учитывают конечное число собственных волн в каждой линии, благодаря чему система (4.28) приобретает конечный порядок. Результат решения целесообразно представить в виде матрицы рассеяния. Чтобы получить матрицу рассеяния порядка  $n$ , необходимо при решении задачи рассмотреть  $n$  линейно независимых комбинаций падающих волн. Обычно задают последовательно по одной падающей волне единичной амплитуды. Тогда решение системы (4.27) определяет соответствующий столбец матрицы рассеяния.

В общем случае поперечные сечения проводников перекрываются лишь частично, т. е. ступеньки в ширине полосковых проводников существуют со стороны обеих линий. Непосредственное применение рассмотренного алгоритма к таким стыкам многопроводных МПЛ затруднительно, так как сложно учесть граничное условие  $E_r = 0$  на проводниках в плоскости стыка со стороны обеих линий.

Чтобы упростить решение задачи, вводят в рассмотрение отрезок промежуточной линии нулевой длины, суммарное сечение

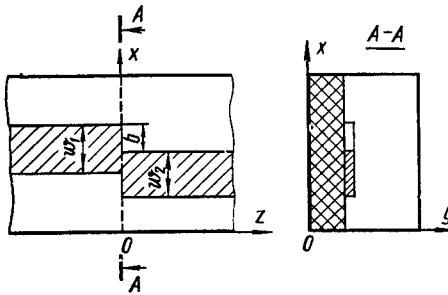


Рис. 4.8. Стык проводников МПЛ (общий случай)

многопроводных МПЛ затруднительно, так как сложно учесть граничное условие  $E_r = 0$  на проводниках в плоскости стыка со стороны обеих линий.

Чтобы упростить решение задачи, вводят в рассмотрение отрезок промежуточной линии нулевой длины, суммарное сечение

проводников которой образовано множеством точек, являющихся пересечением или суммой множеств точек поперечных сечений проводников обеих исходных линий. Например, для стыка, представленного на рис. 4.8, промежуточная линия имеет ширину полоскового проводника, равную  $w_1 - b$  или  $w_2 - b$ .

Расчет матриц рассеяния стыков между исходными линиями и промежуточной выполняется по рассмотренному алгоритму, а расчет результирующей матрицы стыка — по формулам (4.5) для каскадного соединения многополосников с известными матрицами рассеяния.

#### § 4.8. Примеры реализации алгоритмов анализа ступенчатых неоднородностей МПЛ

Практическая ценность любого алгоритма определяется его характеристиками: скоростью сходимости, временем расчета, достигаемой точностью, устойчивостью, требуемой емкостью памяти ЭВМ. Эти характеристики зависят, в первую очередь, от вида используемых собственных функций регулярных участков волноводов. Алгоритм получения собственных функций регулярной ЭМПЛ с бесконечно тонким полосковым проводником с учетом особенностей поведения поля на ребрах проводника рассмотрен в § 1.1. Приведем результаты решения некоторых задач анализа различных ступенчатых неоднородностей ЭМПЛ.

**Обрыв центрального проводника ЭМПЛ.** При обрыве центрального проводника ЭМПЛ переходит в двухслойный прямоугольный волновод. Дисперсионные уравнения такого волновода  $k_y 1 \mu_2 \operatorname{tg} \alpha_2 + k_y 2 \mu_1 \operatorname{tg} \alpha_1 = 0$ ,  $k_y 1 \varepsilon_2 \operatorname{tg} \alpha_1 + k_y 2 \varepsilon_1 \operatorname{tg} \alpha_2 = 0$ , где  $\varepsilon_1$ ,  $\mu_1$  и  $\varepsilon_2$ ,  $\mu_2$  — диэлектрическая и магнитная проницаемость материала подложки и среды над подложкой соответственно, дают два упорядоченных массива поперечных волновых чисел  $k_{y1n}$ , соответствующих LM- и LE-волнам в двухслойном волноводе. Тогда последовательность постоянных распространения определяется из соотношения  $\beta_{mn}^2 = k_0^2 \varepsilon_1 \mu_1 - (m\pi/a)^2 - k_{y1n}^2$ . Здесь  $a$  — размер широкой стенки экрана МПЛ;  $n$  — номер корня дисперсионного уравнения.

Для вычисления определенного числа членов этой последовательности, необходимого для достижения заданной точности вычислений, построен специальный алгоритм. Результаты расчета получены в виде матрицы рассеяния исследуемой неоднородности порядка  $20 \times 20$ , элементы которой при  $m \leq 10$  соответствуют волнам ЭМПЛ, а при  $m > 10$  — волнам двухслойного волновода. На рис. 4.9 приведены зависимости модуля и фазы коэффициента отражения квази-T-волны ( $S_{1,1}$ ) и коэффициента прохождения ее в двухслойный волновод ( $S_{1,11}$ ) от параметра  $a/\lambda$ . При переходе квази-T-волны в двухслойный волновод происходит ее трансформация сначала в первую волну ( $LM_{10}$ ), а с

повышением частоты — и в последующие типы волн двухслойного волновода.

Как видно из приведенных графиков, на частотах, меньших критической частоты первой волны ( $LM_{10}$ ) двухслойного волновода ( $a/\lambda \approx 0,41$ ), модуль коэффициента отражения  $|S_{1,1}|$  равен единице. Двухслойный волновод является запредельным для всех типов волн. Поэтому они в нем не распространяются. На частотах выше критической частоты волны  $LM_{10}$  модуль коэффициента отражения начинает монотонно убывать, а коэффициент прохождения растет, т. е. в двухслойном волноводе возникает волна  $LM_{10}$ . На критической частоте второй волны двухслойного волновода ( $a/\lambda \approx 0,66$ ) на обеих кривых появляется излом, соответствующий появлению в двухслойном волноводе второй распространяющейся волны. Штриховая кривая соответствует нераспространяющейся (реактивно затухающей) волне в двухслойном волноводе.

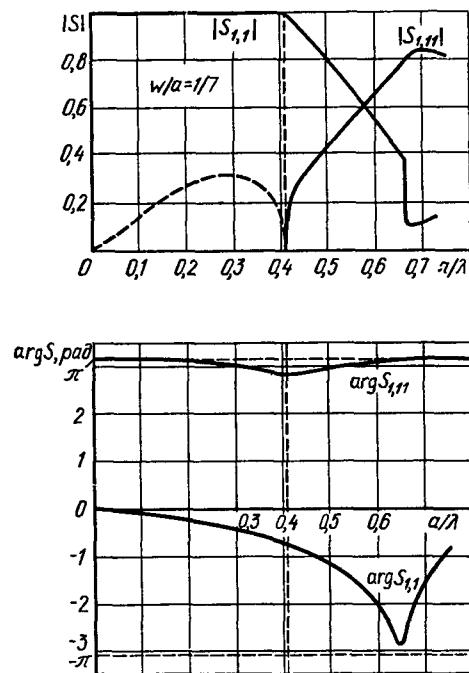


Рис. 4.9. Частотные зависимости элементов  $S_{1,1}$  и  $S_{1,11}$  матрицы рассеяния обрыва полоскового проводника

алгоритм имеет достаточно быструю сходимость: уже в пятом приближении ошибка не превышала 1% даже на высоких частотах.

**Скачок ширины проводника ЭМПЛ.** Анализ скачка ширины центрального проводника ЭМПЛ проводился с помощью СЛАУ (4.13) и (4.14). Как и в случае обрыва проводника, была составлена матрица рассеяния исследуемой неоднородности порядка  $20 \times 20$  с аналогичной нумерацией ее элементов. При исследовании предполагалось, что в направлении движения падающей волны происходит сужение проводника.

Исследования показали высокую точность определения элементов матрицы рассеяния и быструю сходимость алгоритма. Так, добавление пятого типа волны уже практически не изменя-

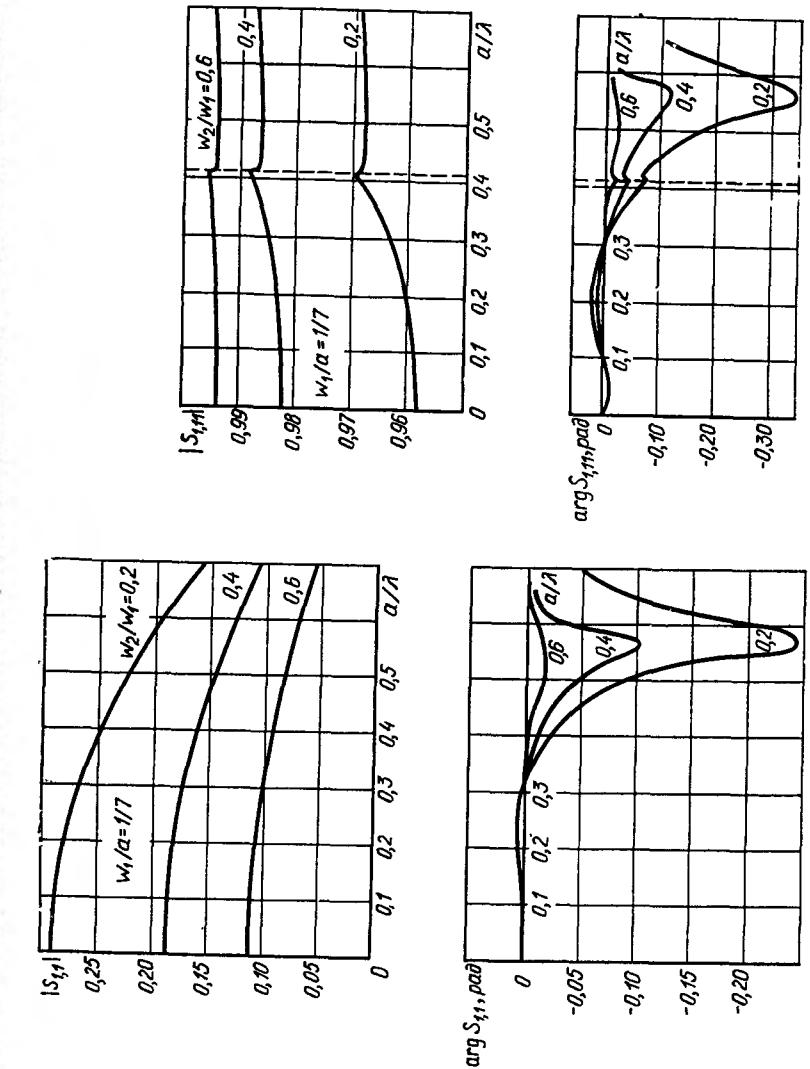


Рис. 4.10. Частотная зависимость модуля и фазы коэффициента отражения (а) и коэффициента прохождения (б) основной волны на неоднородности в виде скачка ширины полоскового проводника МПЛ

ет фазы коэффициента отражения  $S_{1,1}$ , а ее модуль изменяется не более чем на 0,05% на самых высоких частотах. На рис. 4.10 приведены частотные зависимости коэффициента отражения и коэффициента прохождения волны основного типа на неоднородности в виде скачка ширины проводника для различных значений  $w_2/w_1$ . На кривых коэффициентов отражения на частоте возникновения волны первого высшего типа имеются скачки (см. кривые  $\arg S_{1,1} (a/\lambda)$ ).

На рис. 4.11 представлена частотная зависимость действительной части коэффициента преобразования квази-Т-волны в прошедшую и отраженную волны первого высшего типа. Минимальная часть этих коэффициентов на несколько порядков меньше действительной, потому ее частотная зависимость не приводится.

**Резонаторы и фильтры на связанных МПЛ.** Микрополосковый резонатор, топология которого приведена на рис. 4.12,

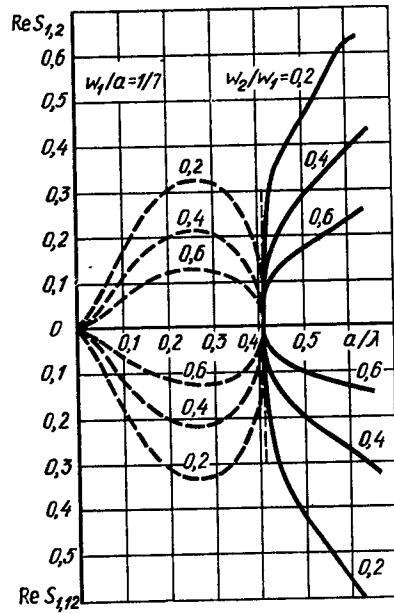


Рис. 4.11. Частотные зависимости действительной части коэффициента преобразования квази-Т-волны в прошедшую ( $S_{1,12}$ ) и отраженную ( $S_{1,2}$ ) волны первого высшего типа на скачке ширины МПЛ

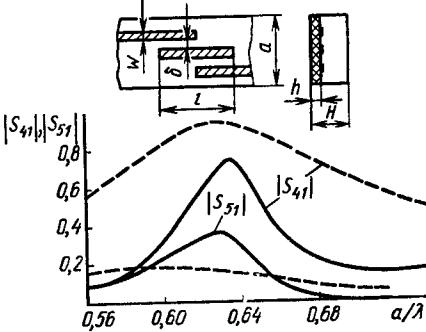


Рис. 4.12. Амплитудно-частотные характеристики резонатора на связанных линиях:

$S_{41}$  — коэффициент прохождения квази-Т-волны;  $S_{51}$  — коэффициент преобразования квази-Т-волны в волну квази-LM<sub>10</sub>;  $h=0.05 a$ ;  $H=0.5 a$ ;  $l=0.3 a$ ;  $\delta_1=0.012 a$ ;  $\delta_2=-0.052 a$ ;  $w=0.048 a$ ; —  $S_{41}$ ; —  $S_{51}$

содержит три стыка между регулярными МПЛ. Проводники в среднем из этих стыков перекрываются лишь частично. Поэтому для его анализа необходимо ввести промежуточную линию нулевой длины (см. § 4.6). При анализе резонатора в соответствии с приведенными алгоритмами последовательно рассчитывались собственные волны регулярных МПЛ, дифракция на их стыках и матрица рассеяния всего резонатора.

На рис. 4.12 приведены также частотные зависимости некоторых элементов многомодовой матрицы рассеяния резонатора при двух разных значениях зазора  $b$  между полосковыми проводниками (при сильной и слабой связи между ними). В каждом отрезке линий учитывались основные волны (одна в несвязанных линиях и две — в связанных) и по два высших типа. Первой волной высшего типа была волна, близкая продольно-магнитной волне в двухслойном волноводе, получающаяся после удаления из него полосковых проводников (квази-LM<sub>10</sub>); в рассматриваемом частотном диапазоне это распространяющаяся квази-Т-волнна. Вторая высшая волна — реактивно затухающая (нераспространяющаяся).

Частотные зависимости элементов матрицы рассеяния (см. рис. 4.12) показывают, что при слабой связи в резонаторе кривые имеют более резко выраженный экстремум на резонансной частоте. Это означает, что при слабой связи значительно большая часть энергии волны типа квази-Т передается волне типа квази-LM<sub>10</sub>, чем при сильной связи.

Рассмотрим в качестве примера еще две микрополосковые структуры (рис. 4.13), которые могут быть использованы в устройствах СВЧ, в качестве развязок по постоянному току. Для их анализа удобно использовать приведенные алгоритмы. При расчете каждая структура разбивалась на каскадно включенные

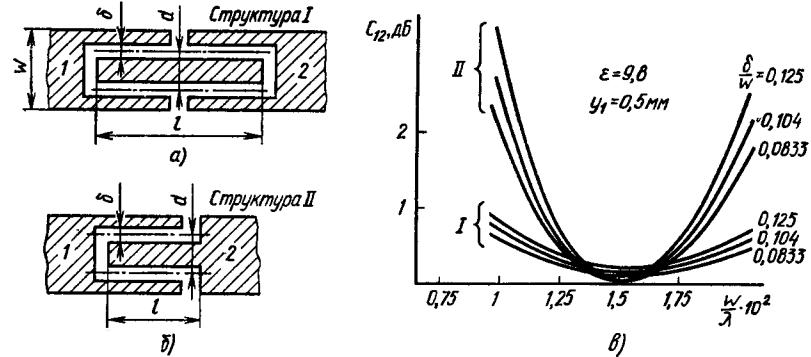


Рис. 4.13. Разновидности микрополосковых развязывающих структур (а, б) и их амплитудно-частотные характеристики (в)

отрезки регулярных МПЛ: одиночных, двух- и трехпроводных. Стыки различных линий характеризуются матрицами рассеяния собственных волн линий передачи.

На рис. 4.13, в приведены амплитудно-частотные характеристики таких структур: резонатора с двусторонней связью (рис. 4.13, а) и звена из трех связанных МПЛ (рис. 4.13, б). Эти характеристики рассчитаны с учетом лишь основных (квази-Т)

волн (число таких волн равно числу полосковых проводников в линии). Как видим, структура на рис. 4.13, б обладает резонансными свойствами, которые усиливаются при увеличении ширины зазора  $\delta$  (при ослаблении связи между подводящими линиями и резонатором). Характеристики же звена, изображенного на рис. 4.13, а, являются очень пологими в достаточно большом диапазоне изменения величины  $\delta$ . Подобные звенья позволяют получить сильную связь между линиями при технологически допустимых зазорах и могут быть использованы, например, для развязки по постоянному току в схемах с активными элементами.

**Анализ направленных ответвителей на связанных МПЛ.** Расчет направленных ответвителей (НО) выполнялся в одномодовом приближении (без учета волн высших типов). Это обусловлено тем, что переход от подводящих линий к связанным выполняется не только в виде изменения ширины полоскового проводника, но и в виде поворота его на некоторый угол, что, в свою очередь, приводит к большим трудностям в разработке строгого алгоритма расчета дифракции на таких неоднородностях.

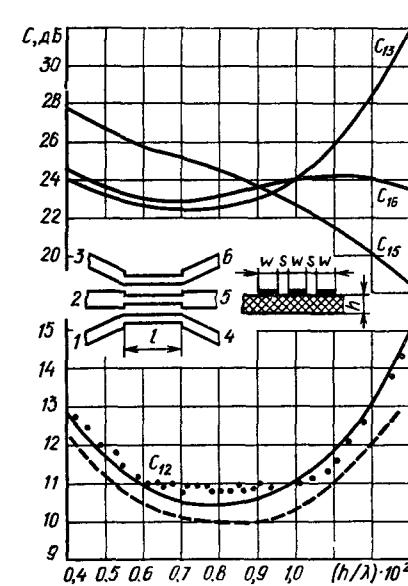


Рис. 4.14. Амплитудно-частотные характеристики трехпроводного НО на связанных линиях

проводников как в подводящих линиях. Расчеты с обеими вариантами дали практически одинаковые результаты.

Амплитудно-частотные характеристики НО на трех связанных МПЛ приведены на рис. 4.14. Штриховыми линиями и точками показаны соответственно результаты расчета в квазистати-

ческом приближении и экспериментальные данные, сплошными линиями — результаты строгого расчета по описанным выше алгоритмам для стыка МПЛ. Сравнение с экспериментом подтверждает более высокую точность этих алгоритмов строгого расчета по сравнению с квазистатическими методами.

**Синтез направленных ответвителей на связанных МПЛ.** Задача синтеза НО на связанных МПЛ ставится следующим образом. Заданы параметры МПЛ, центральная частота и требуемая связь. Необходимо рассчитать все размеры НО таким образом, чтобы при согласовании с подводящими линиями обеспечивалась требуемая связь.

Заданная связь  $C_{12}$  представляет собой элемент  $S_{21}$  матрицы рассеяния, который зависит от зазора между проводниками в области связи  $\delta$ , длины области связи  $l$  и частоты  $f$ .

Аргументы функции  $S_{21}$  должны удовлетворять дополнительному условию, а именно: они должны быть определены таким образом, чтобы коэффициент отражения  $S_{11}$  от области связи в подводящих линиях был минимальным:

$$\min [S_{11}(\delta, w, l, f)]. \quad (4.29)$$

Таким образом, задача сводится к решению трансцендентного уравнения

$$S_{21}(\delta, w, l, f) = C_{12} \quad (4.30)$$

при выполнении условия (4.29). Функции  $S_{21}$  и  $S_{11}$  вычисляются в соответствии с приведенными алгоритмами анализа НО. В уравнении (4.30) длина области связи  $l$  принимается равной полусумме четвертей длин волн четного и нечетного типов в области связи:  $l = (\lambda_e + \lambda_o)/8$ ; переменной  $f$  придаёт значение, равное центральной частоте требуемого диапазона; при фиксированном зазоре  $\delta$  значение  $w$  вычисляется из условия (4.29). Связь  $S_{21}$  при этом считается функцией  $\delta$ . Если НО конструируется на связанных МПЛ различной ширины ( $w_1$  и  $w_2$ ), то минимум  $S_{11}$  отыскивается как минимум функций двух переменных  $w_1$  и  $w_2$ .

## ЧАСТЬ II

### АКТИВНЫЕ МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

#### ГЛАВА 5

##### ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ГЕНЕРАТОРОВ СВЧ НА ДИОДАХ ГАННА

###### § 5.1. Диод Ганна

Диод Ганна (ДГ) — это кристалл арсенида галлия электронной электропроводности с двумя омическими контактами на противоположных гранях (рис. 5.1). Активная часть ДГ обычно имеет длину  $l=1\ldots100$  мкм и концентрацию легирующих донорных примесей  $n_0=2\cdot10^{14}\ldots2\cdot10^{16}$  см $^{-3}$ . Слои полупроводника с повышенной концентрацией примесей  $n^+=10^{18}\ldots10^{19}$  см $^{-3}$  служат для создания омических контактов. Типичные значения диаметра кристалла  $d=50\ldots250$  мкм. Как видим, ДГ — это полупроводниковый прибор с двумя электродами, не содержащий  $p-n$ -переходов.

Название диодов связано с физическим эффектом, открытym Дж. Ганном в 1963 г. Эффект состоит в том, что при подаче на диод (со структурой, показанной на рис. 5.1) постоянного напряжения, превышающего некоторый пороговый уровень  $u_{\text{пор}}$ , возникают периодические колебания тока. Частота этих пролетных колебаний обратно пропорциональна длине активной части диода  $l$ :

$$f_{\text{пп}}=100/l, \quad (5.1)$$

где  $l$  — в мкм;  $f_{\text{пп}}$  — в ГГц.

Таким образом, в отличие от многих типов автогенераторов, где колебания создаются в резонаторе, генераторы на ДГ в принципе могут работать без резонансных колебательных систем.

По аналогии с диодами других типов электроды ДГ называют катодом и анодом, причем к катоду присоединяют отрицательный полюс источника постоянного напряжения, к аноду — положительный.

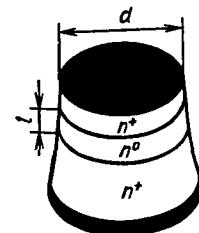


Рис. 5.1. Структура диода Ганна

#### Параметры диода Ганна:

концентрация примесей в активной области  $n_0$ , подвижность электронов  $\mu_n$  в слабом электрическом поле (т. е. при напряжениях на диоде, меньших порогового);

длина активной области  $l$ , площадь контакта  $A=\pi d^2/4$ ;

пороговое напряжение  $u_{\text{пор}}$ , пороговый ток  $i_{\text{пор}}$ , сопротивление в слабом поле  $R_0=u_{\text{пор}}/i_{\text{пор}}$ , статическая емкость диода  $C_0=\epsilon A/l$ .

Электрические параметры ДГ  $u_{\text{пор}}$ ,  $i_{\text{пор}}$ ,  $R_0$  определяются по статической вольт-амперной характеристике (рис. 5.2).

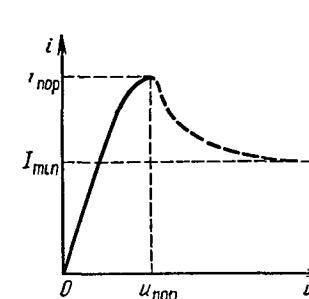


Рис. 5.2. Статическая вольт-амперная характеристика ДГ

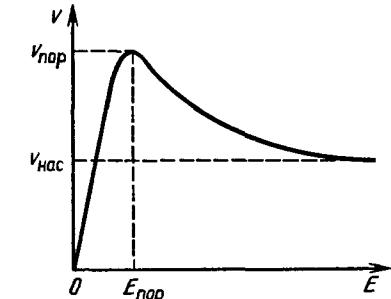


Рис. 5.3. Зависимость средней дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля в арсениде галлия и фосфиде индия

**Краткие сведения о механизме работы диода Ганна.** В основе эффекта Ганна лежит так называемый междолинный электронный переход. Для арсенида галлия (GaAs), фосфида индия (InP) и других полупроводниковых материалов характерна зависимость средней дрейфовой скорости электронов от напряженности приложенного электрического поля, изображенная на рис. 5.3. Особенность этой зависимости — наличие участка отрицательной крутизны.

Электрический ток в полупроводнике  $i_a$  пропорционален скорости электронов  $v$ :

$$i_a=q_0nvA, \quad (5.2)$$

где  $q_0$  — заряд электрона;  $n$  — концентрация электронов в активной области диода. Напряжение на электродах ДГ пропорционально напряженности электрического поля  $E$ :  $u_a=El$ . Можно было бы ожидать, что статическая вольт-амперная характеристика ДГ повторяет зависимость  $v(E)$ . Однако на практике этого не наблюдается, что можно объяснить неустойчивостью распределения электрического поля ( $E$ ) в ДГ при  $u_a > u_{\text{пор}}$ . Чтобы изучить картину распределения поля вдоль длины активной области диода, достаточно промоделировать процессы в диоде на ЭВМ.

## § 5.2. Математическая модель диода Ганна

Физические процессы в диоде Ганна могут быть изучены путем решения двух фундаментальных уравнений: уравнения Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \rho / \epsilon_a, \quad (5.3)$$

где  $\rho$  — плотность объемного заряда;  $\epsilon_a$  — диэлектрическая проницаемость полупроводникового материала ( $\epsilon_a = \epsilon_{\infty}$ ,  $\epsilon = 12,5$  для арсенида галлия), и уравнения плотности полного тока

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_z = 0, \quad (5.4)$$

где

$$\mathbf{j}_z = \mathbf{j}_{\text{пр}} + \mathbf{j}_{\text{диф}} + \mathbf{j}_{\text{см}}. \quad (5.5)$$

— плотность полного тока;  $\mathbf{j}_{\text{пр}}$  — плотность тока проводимости;  $\mathbf{j}_{\text{диф}}$  — плотность диффузионного тока;  $\mathbf{j}_{\text{см}}$  — плотность тока смещения.

Следует отметить, что в структуре «сэндвич» (см. рис. 5.1) заряды движутся в одном направлении — от катода к аноду, поэтому можно полагать, что в плоскости поперечного сечения не изменяются ни плотность тока, ни электрическое поле. При таких допущениях задача упрощается и уравнения становятся одномерными.

Объемная плотность заряда

$$\rho = q_0(n - n_0), \quad (5.6)$$

где  $n$  — концентрация электронов;  $n_0$  — концентрация доноров. Плотность тока проводимости определяется выражением (5.2), плотность диффузионного тока в одномерном случае

$$\mathbf{j}_{\text{диф}} = -q_0 D \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (5.7)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии (в общем случае  $D = D(E)$ , однако учет зависимости  $D$  от  $E$  не приводит к новым результатам, поэтому для упрощения решения уравнений здесь принято  $D = \text{const}$ );

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \epsilon_a \frac{\partial E}{\partial t} \quad (5.8)$$

— плотность тока смещения;  $t$  — время.

Уравнение (5.4) для одномерного случая имеет вид  $\partial \mathbf{j}_z / \partial x = 0$ . Отсюда вытекает, что плотность суммарного тока внутри диода  $j_z$  не зависит от координаты и может быть приравнена плотности тока  $i_a/A$ , протекающего через выводы диода во внешней цепи.

С учетом соотношений (5.2), (5.5) — (5.8) запишем уравнения (5.3), (5.4) в одномерном приближении:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q_0}{\epsilon_a} (n - n_0); \quad (5.9)$$

$$q_0 n v - q_0 D \frac{\partial n}{\partial x} + \epsilon_a \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{i_a}{A}, \quad (5.10)$$

где  $i_a$  — ток внешней цепи.

В уравнения (5.9) и (5.10) входят две неизвестные функции:  $n(x, t)$  и  $E(x, t)$ . Для удобства решения целесообразно (5.9) и (5.10) объединить в одно уравнение. С этой целью  $n$  из (5.9) подставим в (5.10), в результате получим

$$D \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - v(E) \frac{\partial E}{\partial x} - \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{q_0}{\epsilon_a} D \frac{dn_0}{dx} - \frac{q_0}{\epsilon_a} n_0 v(E) + \frac{i_a}{\epsilon_a A} = 0. \quad (5.11)$$

При выводе уравнения (5.11) принято во внимание, что концентрация доноров  $n_0$  может изменяться вдоль координаты  $x$ , т. е.  $n_0 = n_0(x)$ . Нелинейные свойства диода учитываются тем, что скорость  $v$  зависит от  $E$ .

Уравнение (5.11) будем решать в области  $0 \leq x \leq l$  при изменении времени  $t$  от 0 до  $\infty$ . В этом случае для однозначного решения необходимо задать начальные и граничные условия.

В качестве начального условия нужно задать функцию  $E(x)$  в начальный момент времени  $t = 0$ . В качестве граничных условий необходимо задать функцию  $E(t)$  либо  $\partial E(t) / \partial t$  на границах активной области диода, т. е. при  $x = 0$  и  $x = l$ .

**Начальное условие.** Полагаем, что в начальный момент времени приложенное к диоду напряжение  $u_a = 0$ . При этом  $E(x) = 0$  в случае, когда  $dn_0/dx = 0$ . Если же имеется градиент концентрации примесей, то возникает ток диффузии, образуются внутренние области зарядов и, как следствие, появляется ток проводимости.

В состоянии равновесия при  $u_a = 0$  сумма токов проводимости и диффузионного должна быть равна нулю. Учитывая, что в плоскости поперечного сечения плотность тока не изменяется, в результате сложения (5.2) и (5.7) получим уравнение  $q_0 \mu_n E(x) - q_0 D \frac{dn}{dx} = 0$ , откуда

$$E(x) = \frac{D}{\mu_n} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}.$$

Принимая во внимание, что в соответствии с соотношением Эйнштейна  $D/\mu_n = \varphi_T$ , где  $\varphi_T$  — температурный потенциал ( $\varphi_T = 0,025$  В при  $T = 300$  К), и полагая, что  $n = n_0$  в начальный момент  $t = 0$ , окончательно запишем начальное условие

$$E(x, t=0) = \varphi_T \frac{1}{n_0(x)} \frac{dn_0(x)}{dx}. \quad (5.12)$$

**Граничные условия.** Чтобы задать граничные условия, нужно знать реальное распределение примесей по длине кристалла.

Пусть  $n_0(x)$  изменяется, как показано на рис. 5.4. В структурах реальных диодов нет резких переходов от областей  $n^+$  к области  $n_0$ . Кроме того, как видно из рис. 5.4, возможен градиент концентрации доноров в активной области диода, а также выемка (уменьшение  $n_0$ ) у катода.

Градиент концентрации примеси наиболее вероятен в коротких диодах ( $l \leq 5$  мкм). Выемка может образоваться в том случае, когда активный  $n_0$ -слой диода получен путем эпитаксиального выращивания на  $n^+$ -подложке, а второй  $n^+$ -слой образован при вжигании омического контакта.

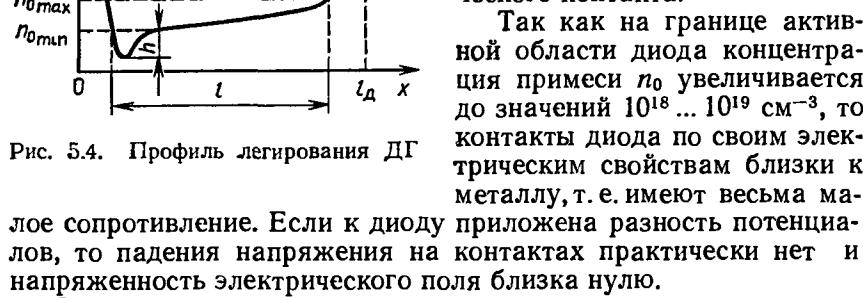


Рис. 5.4. Профиль легирования ДГ

мое сопротивление. Если к диоду приложена разность потенциалов, то падения напряжения на контактах практически нет и напряженность электрического поля близка нулю.

Отсюда получаем граничные условия

$$E(0, t) = 0, \quad E(l_d, t) = 0, \quad (5.13)$$

где  $l_d$  — суммарная длина диода, включающая активную часть и приконтактные области.

Уравнение (5.11) совместно с условиями (5.12) и (5.13) представляет собой модель диода Ганна. Решая численно уравнение (5.11) с начальным условием (5.12) и граничными условиями (5.13), можно рассчитать функцию  $E(x, t_k)$  в дискретные моменты времени  $t_1, t_2, \dots, t_k, \dots$ . При этом необходимо знать значения внешнего тока в соответствующие моменты времени  $i_a(t_1), i_a(t_2), \dots, i_a(t_k), \dots$ . По известным функциям  $E(x)$  можно рассчитать напряжение на диоде

$$u_a(t_k) = \int_0^{l_d} E(x, t_k) dx. \quad (5.14)$$

Зная  $u_a(t_k)$ , можно рассчитать ток  $i_a(t_k)$ , решая уравнения внешней цепи.

Далее переходим к следующему этапу расчета, вновь обращаясь к уравнению (5.11) и определяя  $u_a$  в момент времени  $t_{k+1}$ . В конечном итоге получаем временные зависимости напряжения на диоде  $u_a(t)$  и тока диода  $i_a(t)$ . Кроме того, становится известным распределение поля  $E(x)$  вдоль диода в различные моменты времени. Можно также вычислить распределение концентрации электронов  $n$  вдоль диода, решая уравнения (5.9).

**Характеристики и параметры модели диода.** Для использования модели диода необходимо знать зависимости  $v(E)$ ,  $n_0(x)$ , а также параметры  $d$ ,  $l$ ,  $h$ . Изображенная на рис. 5.3 зависимость  $v(E)$  может быть аппроксимирована выражением

$$v(E) = \left[ \mu_n E + v_{\text{нac}} \left( \frac{E}{E_m} \right)^4 \right] / \left[ 1 + \left( \frac{E}{E_m} \right)^4 \right], \quad (5.15)$$

где  $v_{\text{нac}} = 10^7$  см/с — дрейфовая скорость, соответствующая насыщению характеристики при больших напряженности поля;  $E_m = 4000$  В/см.

Подвижность электронов  $\mu_n$  в слабом поле зависит от концентрации доноров  $n_0$ :

$$\mu_n = \frac{\mu_i}{(1 + \sqrt{n_0/10^{17}})}, \quad (5.16)$$

где  $\mu_i$  — подвижность электронов в идеальном беспримесном полупроводнике [для арсенида галлия  $\mu_i \approx 8000$  см<sup>2</sup>/(В·с)].

Для арсенида галлия с концентрацией донорных примесей  $n_0 = 2 \cdot 10^{14} \dots 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>  $\mu_n = 5500 \dots 8000$  см<sup>2</sup>/(В·с), пороговая напряженность поля  $E_{\text{пор}} = 3,5$  кВ/см, дрейфовая скорость, соответствующая пороговой напряженности поля,  $v_{\text{пор}} = (1,5 \dots 2,0) \times 10^7$  см/с.

Коэффициент диффузии можно вычислить по формуле

$$D = \mu_n \tau_s + 1,5 \tau_s v_{\text{пор}}^2, \quad (5.17)$$

где  $\tau_s$  — время релаксации энергии в полупроводнике (для арсенида галлия  $\tau_s \approx 10^{-13}$  с).

Следует отметить, что параметры диода  $v_{\text{нac}}$ ,  $\mu_n$ ,  $D$  зависят от средней температуры кристалла  $T$ . Зависимости  $\mu_n(T)$ ,  $v_{\text{нac}}(T)$  могут быть аппроксимированы выражениями:

$$\mu_n(T) = \mu_n (300/T)^{1,14}, \quad v_{\text{нac}}(T) = v_{\text{нac}} (300/T)^{0,7}. \quad (5.18)$$

Зависимость  $D(T)$  может быть рассчитана при подстановке в (5.17) значений  $\mu_n(T)$  (5.18) и  $v_{\text{пор}}(T)$  (5.15).

**Границы применимости модели.** Распределенная одномерная модель ДГ может быть использована для решения следующих задач:

- 1) исследования физических процессов в диоде при различных значениях параметров диода;
- 2) изучения режимов работы диодов в различных схемах автогенераторов на разных частотах;
- 3) поиска оптимальных параметров диода и внешней цепи.

Границы применимости модели обусловлены принятыми допущениями. Основные из них следующие: 1) средняя дрейфовая скорость электронов  $v$  зависит от мгновенного значения напряженности электрического поля  $E$ ; 2) коэффициент диффузии  $D$  не зависит от напряженности поля  $E$ .

Следует отметить, что первое допущение выполняется не всегда. С ростом частоты колебаний электрическое поле изменяется столь быстро, что скорость электронов не успевает отслеживать эти изменения. Кроме того, требуется определенное время для «разгона» электронов, в течение которого они приобретают скорость, соответствующую данной мгновенной напряженности поля. Расстояние, которое электроны пролетают за время разгона, должно быть существенно меньше длины диода для того, чтобы можно было считать  $v$  функцией мгновенной напряженности поля  $E$ .

Итак, первое допущение ограничивает применимость модели до некоторой граничной частоты (примерно 40 ГГц) и накладывает ограничение на длину активной области диода ( $l \geq 1$  мкм). Второе допущение, связанное с постоянством коэффициента диффузии, как показали машинные эксперименты, не приводит к каким-либо заметным ограничениям применимости модели.

Уравнения (5.11) с начальным условием (5.12) и граничным условием (5.13) решаются численно.

### § 5.3. Эквивалентная схема генератора на диоде Ганна

Для решения уравнения, описывающего процессы в ДГ, нужно знать связь мгновенного тока и напряжения на диоде, определяемую внешней цепью. Применяют различные электрические схемы генераторов на диоде Ганна. В § 5.1 отмечалось, что для образования автогенератора на диоде Ганна нет принципиальной необходимости в резонаторе. Простейший генератор состоит из диода, цепи питания и нагрузки (рис. 5.5, а). Здесь приме-

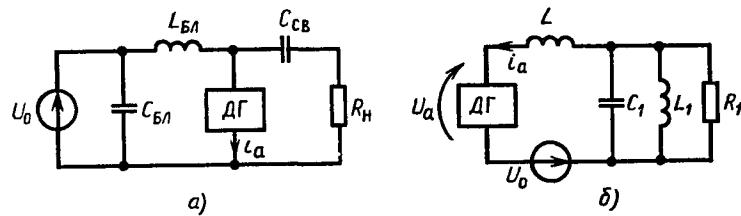


Рис. 5.5. Эквивалентные схемы генераторов на ДГ:  
а — простейшая схема; б — схема с резонатором

нена параллельная схема питания;  $C_{БЛ}$ ,  $L_{БЛ}$  — элементы, блокирующие источник питания  $U_0$  от тока СВЧ;  $C_{СВ}$  — емкость связи ДГ с нагрузкой  $R_H$ .

В режиме стационарных колебаний напряжение на диоде наряду с постоянной составляющей  $U_0$  имеет переменную составляющую, образованную падением напряжения на нагрузке при протекании через нее переменного тока  $i_a(t)$ .

Генератор по схеме на рис. 5.5, а на практике применяется редко, поскольку имеет следующие недостатки: 1) форма колебаний  $i_a(t)$  и  $u_a(t)$  негармоническая, в результате в нагрузке выделяется мощность не только на основной частоте, но и на ее гармониках; 2) частота колебаний жестко связана с длиной ДГ.

Практика работы с генераторами показала, что КПД по первой гармонике существенно возрастает, если ДГ поместить в резонатор. В случае, когда резонатор в точках подключения диода может быть представлен в виде эквивалентной схемы параллельно соединенных  $C_1$  и  $L_1$ , напряжение на ДГ близко гармоническому. Если же частотная характеристика резонатора подобна характеристике последовательного колебательного контура, то близким гармоническому оказывается ток ДГ. В обоих случаях мощность в нагрузке на гармониках основной частоты ослаблена.

Удобной для моделирования процессов в генераторах на диодах Ганна представляется схема, изображенная на рис. 5.5, б. Изменяя параметры схемы, здесь возможно реализовать режимы с гармонической формой напряжения на диоде, с гармонической формой тока либо промежуточные варианты. Следует отметить, что схема на рис. 5.5, б является эквивалентной, на практике в диапазоне СВЧ применяют резонаторы с распределенными параметрами.

**Модель внешней цепи генератора.** Модель внешней цепи генератора представляет собой систему алгебраических и обыкновенных дифференциальных уравнений, полученных одним из методов теории линейных цепей (методом переменных состояния, узловых потенциалов и т. п.). Так как модель ДГ позволяет рассчитать напряжение на диоде по известному току, то в модели внешней цепи диод представляется генератором напряжения, управляемым током:  $u_a(i_a)$ .

Для схемы на рис. 5.5, б система алгебро-дифференциальных уравнений, составленных методом переменных состояния, имеет вид

$$i_H = u_H / R_H, \quad (5.19)$$

$$u_L = -U_0 - u_a - u_H, \quad (5.20)$$

$$i_C = -i_H - i_{L1} + i_a, \quad (5.21)$$

$$i_C = C \frac{du_a}{dt}, \quad (5.22)$$

$$u_L = L \frac{di_a}{dt}, \quad (5.23)$$

$$u_H = L_1 \frac{di_{L1}}{dt}. \quad (5.24)$$

Эта система решается численно совместно с уравнением (5.11), моделирующим процессы в ДГ. Порядок ее решения следующий.

1. По заданным начальным значениям переменных состояния (напряжений на емкостях и токов индуктивностей):  $u_H(t_0)$ ,

$i_a(t_0)$ ,  $i_{L1}(t_0)$ , напряжения источника  $U_0$  и напряжения  $u_a(t_0)$  вычисляют  $i_h(t_0)$ ,  $u_L(t_0)$ ,  $i_C(t_0)$  в момент времени  $t_0$  путем решения системы алгебраических уравнений (5.19)–(5.21).

2. Решают дифференциальные уравнения (5.22)–(5.24) относительно  $u_h(t_1)$ ,  $i_a(t_1)$ ,  $i_{L1}(t_1)$  в момент времени  $t_1 = t_0 + \Delta t$ , где  $\Delta t$  — шаг по времени.

3. Происходит обращение к подпрограмме моделирования ДГ, т. е. численно решают уравнение (5.11) с использованием вычисленного тока диода  $i_a(t_1)$ , при этом определяют  $E(x, t_1)$  и по (5.14) рассчитывают  $u_a(t_1)$ .

4. Вновь вычисляют  $i_h(t_1)$ ,  $u_L(t_1)$  и  $i_C(t_1)$ , решая уравнения (5.19)–(5.21), и т. д.

Процесс вычислений заканчивается, когда в генераторе устанавливается стационарный режим колебаний.

#### § 5.4. Режимы работы генераторов на диодах Ганна

Моделирование ДГ совместно с внешней цепью позволяет проанализировать физические процессы в генераторе при различных параметрах диода и внешней цепи, определяющих режимы его работы. Наибольшее практическое применение имеют два режима, которые характеризуются наибольшими значениями

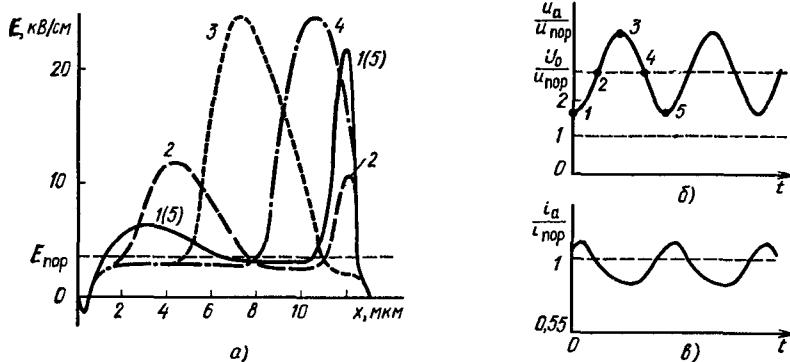


Рис. 5.6. Результаты моделирования физических процессов в ДГ в пролетном режиме:

а — распределение электрического поля по длине диода в различные моменты времени; б — зависимость напряжения на диоде от времени; в — зависимость тока диода от времени

ми выходной мощности и КПД. В литературе они получили названия: пролетный режим и режим с задержкой образования доменов.

**Пролетный режим.** Распределение электрического поля в различные моменты времени (1—5), а также формы напряжения  $u_a(t)$  и тока  $i_a(t)$  диода (полученные путем моделирования

на ЭВМ процессов в схеме на рис. 5.5, б), характерные для пролетного режима, изображены на рис. 5.6. Как видно из рис. 5.6, б, мгновенное напряжение в пролетном режиме всегда больше порогового  $u_{пор}$ . Это одно из главных условий существования пролетного режима. Из рис. 5.6, а следует, что напряженность электрического поля  $E$  по длине ДГ распределена неравномерно: имеется область повышенной напряженности  $E > E_{пор}$ , в то время как в остальной части ДГ напряженность поля  $E_{вн} < E_{пор}$ . Область повышенной напряженности поля называют дипольным доменом.

Происхождение термина «дипольный» связано с тем, что область повышенной напряженности поля физически представляет собой двойной заряженный слой (рис. 5.7), как это следует из одномерного уравнения Пуассона (5.11). Отрицательно заряженный слой образуется в результате накопления электронов, а положительно заряженный слой — это область, обедненная электронами, где положительный заряд создают ионизированные доноры.

Из анализа рис. 5.6, а видно, что дипольный домен зарождается у катода и под действием электрического поля перемещается к аноду, где рассасывается. С изменением напряжения  $u_a(t)$  меняются высота и ширина домена. Следует помнить, что в любой момент времени между напряжением  $u_a$  и напряженностью поля  $E$  существует связь, определяемая (5.14). Нетрудно заметить, что в отдельные моменты времени в ДГ могут существовать два домена: один, не успевший рассосаться

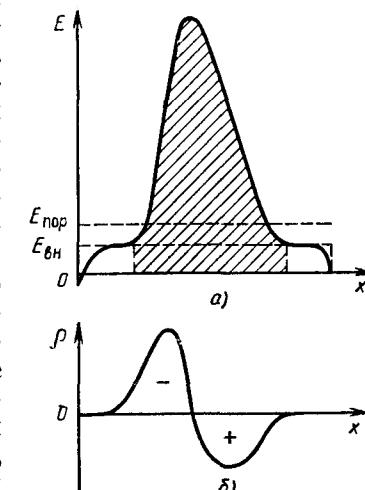


Рис. 5.7. Распределение электрического поля (а) и заряда (б) в ДГ в фиксированный момент времени

на аноде, и новый, зарождающийся у катода.

Периодическое зарождение и движение доменов в ДГ — причина колебаний тока  $i_a(t)$  и напряжения  $u_a(t)$ . Период колебаний приближенно определяется временем пролета слоя накопления электронов (левой границы дипольного домена, рис. 5.6, а) от катода к аноду. Электроны в домене находятся под действием поля  $E \gg E_{пор}$ . Как видно из рис. 5.3, их скорость  $v_{нac} \approx 10^7$  см/с, поэтому период колебаний в пролетном режиме  $T_{пр} = l/v_{нac}$ . Отсюда получаем выражение (5.1) для частоты пролетных колебаний  $f_{пр} = 1/T_{пр}$ .

Таким образом, в пролетном режиме частота колебаний определяется в основном процессами в диоде и слабо зависит от

параметров внешней цепи, которая выделяет первую гармонику из спектра колебаний тока диода \*.

**Режим с задержкой образования доменов.** Распределение поля по длине диода и временные зависимости напряжения и тока диода, характерные для режима с задержкой образования доменов, изображены на рис. 5.8. Кривые, обозначенные цифрами 1—8, соответствуют моментам времени, отмеченным на рис. 5.8, б.

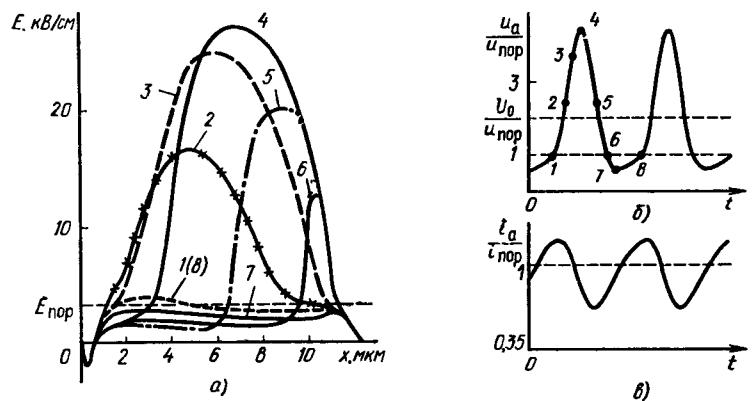


Рис. 5.8. Результаты моделирования физических процессов в ДГ в режиме с задержкой образования доменов:

а — распределение электрического поля по длине диода в различные моменты времени; б — зависимость напряжения на диоде от времени; в — зависимость тока диода от времени

Главная особенность этого режима состоит в том, что часть периода колебаний напряжение на диоде падает ниже порогового. При этом, в отличие от пролетного режима, появляется возможность эффективно управлять частотой колебаний, изменения параметры внешней цепи.

Действительно, как следует из рис. 5.8, зарождение и движение доменов происходит в диоде лишь в ту часть периода колебаний (промежуток времени 1—6), когда  $u_a > u_{\text{пор}}$ . В остальную часть периода (промежуток времени 6—8) поле распределено приблизительно равномерно, причем повсюду  $E < E_{\text{пор}}$ , поэтому условия для зарождения доменов не выполняются. После рассасывания предыдущего домена на аноде (момент времени 6) новый домен не образуется до тех пор, пока мгновенное напряжение на диоде вновь не превысит пороговое (момент времени 8). Существенно, что задержка образования доменов зависит от параметров внешней цепи генератора (см. рис. 5.5, б), изменения ко-

\* Более детальное изучение процессов в генераторе на ДГ показывает, что внешняя цепь оказывает определенное влияние на частоту генерации в пролетном режиме (см. § 5.5).

торые можно менять длительность участка 6—8, когда  $u_a < u_{\text{пор}}$ , и тем самым изменять период колебаний.

Из рис. 5.8 видно, что период колебаний в режиме с задержкой образования доменов больше суммарного времени накопления электронов и пролета слоя накопления через диод. Таким образом, частота колебаний здесь ниже пролетной, определяемой выражением (5.1). Возможен другой вариант режима с задержкой образования доменов, когда время, соответствующее  $u_a > u_{\text{пор}}$  (участок 1—6 на рис. 5.8, б), меньше времени пролета домена от катода к аноду. В этом случае в момент времени 6 домен исчезает внутри диода, не достигая анода. Эту разновидность режима в литературе называют *режимом с подавлением* (или *гашением*) *доменов*. В режиме с подавлением доменов частота колебаний оказывается выше пролетной частоты. Расчеты на ЭВМ и практика работы с генераторами показали, что меняя параметры внешней цепи, можно изменять частоту генерации в пределах  $0,6 f_{\text{пр}} \leq f \leq 1,4 f_{\text{пр}}$ .

Следует помнить, что картины распределения поля по длине диода (см. рис. 5.6 и 5.8) получены в предположении неоднородного распределения примесей в ДГ (см. рис. 5.4).

**Другие режимы.** Известны и другие режимы работы генераторов на диодах Ганна. Один из них называют *режимом ограниченного накопления объемного заряда* (ОНОЗ). В этом режиме период колебаний, задаваемый внешней цепью, существенно меньше времени пролета слоя накопления электронов от катода к аноду. В результате поле внутри диода равномерно распределяется вдоль длины его активной части  $l$ , динамическая вольт-амперная характеристика диода повторяет вид кривой  $v(E)$ , а частота оказывается не связанный с длиной  $l$  и может быть существенно выше  $f_{\text{пр}}$ . Однако широкого применения данный режим не нашел, что связано с трудностью его реализации. Основная проблема состоит в необходимости подавления паразитных колебаний на частотах, близких пролетной.

В литературе описаны и другие режимы, например двухчастотный, режим со стоячим доменом у анода, но их практическое значение пока невелико.

## § 5.5. Обсуждение результатов моделирования

Полученные на ЭВМ результаты моделирования физических процессов в ДГ требуют обсуждения и объяснения. Рассмотрим их некоторые особенности.

Как видно из рис. 5.6 и 5.8, дипольный домен образуется у катода, когда напряженность электрического поля  $E > E_{\text{пор}}$ , т. е. когда мгновенное напряжение на диоде превышает пороговое. Для объяснения причины зарождения доменов предположим, что в начальный момент времени при  $u_a > u_{\text{пор}}$  поле внутри диода

распределено равномерно, с некоторым градиентом у контактов (рис. 5.9).

Рассмотрим две точки вблизи катода ( $x_1$  и  $x_2$ ) на рис. 5.9, где  $E > E_{\text{пор}}$ . Как видим, напряженность поля  $E_1 < E_2$ . В соответствии с рис. 5.3 при  $E > E_{\text{пор}}$  большей напряженности поля соответствует меньшая скорость электронов, поэтому скорость в точке  $x_2$  меньше скорости в точке  $x_1$ . В результате электроны, которые в начальный момент времени находились в точке  $x_2$ , несколько отстают, а электроны, стартующие из точки  $x_1$ , стремятся догнать.

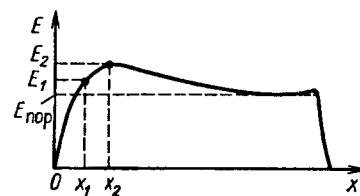


Рис. 5.9. Распределение электрического поля по длине ДГ в начальный момент времени

В соответствии с законом сохранения количества электричества, если на каком-либо участке цепи накапливается заряд одного знака, то на другом участке должен накапливаться заряд противоположного знака. Как видно из рис. 5.7, положительный заряд образуется справа от обогащенного слоя. Заметим, что такое расположение зарядов характерно лишь для неоднородного распределения примесей по длине диода.

Итак, зарождение домена — прямое следствие существования участка отрицательной крутизны на зависимости  $v(E)$  (см. рис. 5.3).

**Колебания тока диода.** Периодическое образование и движение доменов в ДГ приводит к колебаниям тока диода. Внутри диода существуют токи проводимости, диффузии и смещения, сумма которых равна внешнему току  $i_a$  (5.10). Как видно из рис. 5.7, *a*, напряженность поля вне домена  $E_{\text{вн}} < E_{\text{пор}}$ , поэтому ток проводимости в этой части диода

$$i_{\text{пр}} = q_0 n \mu_n E_{\text{вн}} A. \quad (5.25)$$

Так как вне домена  $\partial E_{\text{вн}} / \partial x \approx 0$ , то в соответствии с (5.9)  $n = n_0$  и диффузионный ток равен нулю. Ток смещения вне домена  $i_{\text{см}} = \varepsilon_a A \partial E_{\text{вн}} / \partial t$ .

Из анализа рис. 5.6, *a* и 5.8, *a* следует, что  $E_{\text{вн}}$  периодически меняется. Если допустить, что эти изменения происходят по гармоническому закону с частотой  $f$  и амплитудой  $E_m$ , то амплитуда тока смещения  $I_{\text{см}} = \omega \varepsilon_a A E_m$ , где  $\omega = 2\pi f$ . При этом амплитуда тока проводимости  $I_{\text{пр}} = q_0 n \mu_n A E_m$ . Отсюда найдем отношение

$$\frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{см}}} = \frac{q_0 \mu_n}{2 \pi \varepsilon_a} \frac{n_0}{f} = (1,5 \dots 2) \cdot 10^{-4} \frac{n_0}{f}.$$

Обычно в ДГ  $n_0/f = (2 \dots 4) \cdot 10^5$  с/см<sup>3</sup>, поэтому вне домена ток проводимости на порядок выше тока смещения.

Итак, можно считать, что вне домена  $i_{\text{вн}} \approx i_{\text{пр}}$ , где  $i_{\text{пр}}$  определяется выражением (5.25). Так как  $E_{\text{вн}} < E_{\text{пор}}$ , то  $\mu_n E_{\text{вн}} < v_{\text{пор}}$  и  $i_{\text{вн}} < i_{\text{пор}}$ , где  $i_{\text{пор}} = q_0 n_0 v_{\text{пор}}$ .

В соответствии с выражением (5.4) суммарный ток не зависит от координаты  $x$ . Поэтому в ту часть периода колебаний, когда домен движется от катода к аноду, ток, протекающий через выводы диода, равен току проводимости (5.25).

При рассасывании домена на аноде в случае постоянного напряжения  $u_a$  напряженность поля  $E_{\text{вн}}$  увеличивается до значения  $E_{\text{пор}}$  и соответственно ток проводимости возрастает до значения  $i_{\text{пор}}$ . Таким образом, в процессе образования, движения и рассасывания доменов ток проводимости диода периодически изменяется от  $i_{\text{мин}} < i_{\text{пор}}$  до некоторого значения  $i_{\text{ макс}} > i_{\text{пор}}$  (рис. 5.10).

Формирование и рассасывание доменов связано с перераспределением заряда внутри диода. Таким образом, в промежутки времени, соответствующие зарождению и рассасыванию доменов, в полном токе диода возрастает ток смещения.

Так как домен состоит из двух слоев с зарядами противоположных знаков, то его можно уподобить некоторому конденсатору емкостью  $C_d$ . Тогда ток смещения равен току заряда этого конденсатора:  $i_{\text{см}} = C_d (u_d) du_d / dt$ , где  $u_d$  — напряжение на домене (площадь заштрихованной области на рис. 5.7, *a*). Как видно из рис. 5.7, *a*,  $u_d \approx u_a$ , где  $u_a$  определяется выражением (5.14). Поэтому

$$i_{\text{см}} \approx C_d (u_a) du_a / dt. \quad (5.26)$$

В зависимости от формы напряжения  $u_a(t)$  ток  $i_{\text{см}}$  может быть различным. Если крутизна зависимости  $u_a(t)$  велика, то значительным оказывается ток смещения и суммарный ток диода может быть существенно выше  $i_{\text{пор}}$  (см. рис. 5.8, *b*).

**Временные зависимости напряжения на диоде.** Колебания напряжения на диоде образуются при протекании периодически меняющегося тока  $i_a(t)$  через внешнюю цепь. Форма колебаний напряжения определяется сопротивлением внешней цепи на частоте колебаний и ее гармониках, а также спектральным составом тока. Как видно из рис. 5.6, *a*, форма напряжения в пролетном режиме близка гармонической. Это означает, что в данном случае сопротивление внешней цепи генератора (см. рис. 5.5, *b*) велико на основной частоте и мало на гармониках (мала индуктивность  $L$ ). Следует отметить, что в пролетном режиме возможна и негармоническая форма  $u_a(t)$  при соответствующем выборе параметров внешней цепи.

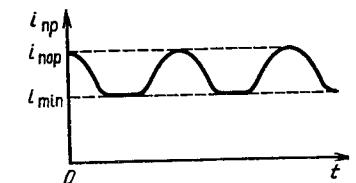


Рис. 5.10. Зависимость тока проводимости ДГ от времени в пролетном режиме

В режиме с задержкой образования доменов, как показало моделирование на ЭВМ, форма напряжения всегда негармоническая (имеется уплощение при  $u_a < u_{\text{пор}}$ ). Это объясняется тем, что при  $u_a < u_{\text{пор}}$  диод эквивалентен небольшому сопротивлению  $R_0$ , шунтирующему колебательную систему и снижающему ее добротность.

Следует отметить, что негармоническая форма  $u_a(t)$  (см. рис. 5.8, б) способствует увеличению КПД по первой гармонике. Для реализации указанной формы  $u_a(t)$  на практике необходимо, чтобы внешняя цепь обладала высоким входным сопротивлением на гармониках основной частоты (должна быть достаточно большой индуктивностью  $L$  в схеме на рис. 5.5, б).

**Период колебаний.** Изучение рис. 5.6 и 5.8 позволяет сделать следующие выводы: домен образуется при  $u_a \geq u_{\text{пор}}$ , при этом  $i_a > i_{\text{пор}}$ ; домен задерживается у катода до тех пор, пока ток диода не упадет ниже значения  $i_{\text{пор}}$ .

В пролетном режиме период колебаний складывается из времени задержки домена у катода и времени пролета обогащенно-го слоя через активную область диода. Время задержки зависит от формы тока  $i_a(t)$ , которая в значительной мере определяется формой напряжения  $u_a(t)$ , а последняя, в свою очередь, зависит от входного сопротивления резонатора. В результате изменение параметров внешней цепи приводит к некоторому изменению периода колебаний.

В режиме с задержкой образования доменов период колебаний равен сумме трех временных интервалов: времени задержки домена у катода (участок 1—3 на рис. 5.8); времени пролета обогащенного слоя через диод (участок 3—6); времени задержки образования домена (участок 6—8). Как видим, здесь частота генерации управляет не только током (как в пролетном режиме), но и напряжением, поэтому диапазон изменения частоты существенно выше.

### § 5.6. Оптимальные параметры диода Ганна

Моделирование физических процессов в ДГ, включенном в схему автогенератора, позволяет найти оптимальные значения электрофизических и конструктивных параметров диода. Критерием оптимальности обычно считают максимум КПД  $\eta = P_{\text{вых}}/P_0$ , где  $P_{\text{вых}}$  — выходная мощность;  $P_0$  — мощность, потребляемая от источника питания.

В процессе изготовления ДГ можно изменять следующие параметры: среднюю концентрацию донорных примесей  $n_0$  и ее распределение по длине диода  $\Delta n_0/n_0$ ; длину активной части диода  $l$  и площадь сечения  $A$ .

Подвижность  $\mu_n$  и коэффициент диффузии  $D$  постоянны для конкретной технологии выращивания кристаллов арсенида галлия и зависят от концентрации неконтролируемых примесей.

Желательно, чтобы подвижность электронов  $\mu_n$  была по возможности большей. При больших  $\mu_n$  увеличивается пороговая скорость  $v_{\text{пор}} \approx \mu_n E_{\text{пор}}$  и, следовательно, возрастает отношение  $v_{\text{пор}}/v_{\text{нас}}$  (см. рис. 5.3), что приводит к уменьшению электрического параметра диода  $m = I_{\text{min}}/i_{\text{пор}}$  и соответствующему росту КПД.

В одной из ранних работ по исследованию генератора на ДГ на ЭВМ получено оптимальное соотношение для произведения  $n_0 l$  ( $\text{см}^{-2}$ ):  $n_0 l = (1 \dots 2) \cdot 10^{12}$ , причем предполагалось, что концентрация  $n_0$  распределена по длине диода равномерно, а напряжение на диоде имеет гармоническую форму.

В более поздних работах показано, что для увеличения КПД при несинусоидальных формах  $u_a(t)$  целесообразно увеличивать произведение  $n_0 l$ . Однако с увеличением  $n_0 l$  растет температура диода, соответственно увеличивается параметр  $m$  и снижается КПД. В настоящее время в качестве оптимального принято считать соотношение

$$n_0' = (2 \dots 4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}. \quad (5.27)$$

Соотношение (5.27) совместно с выражением (5.1) являются основными для разработчиков ДГ и позволяют изготавливать оптимальные приборы для разных частотных диапазонов.

Из выражений (5.27) и (5.1) вытекает требование к средней

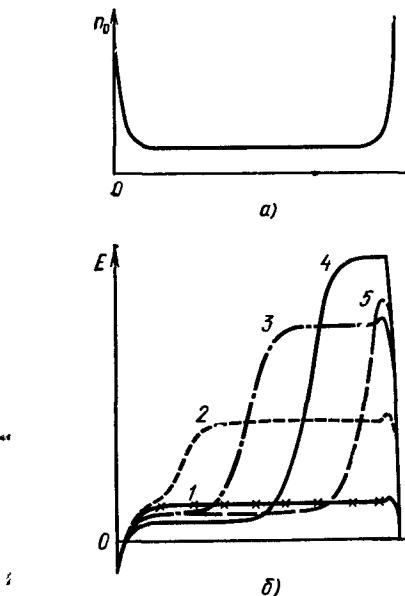


Рис. 5.11. Равномерный профиль легирования ДГ (а) и соответствующее ему распределение электрического поля по длине диода в различные моменты времени (б)

концентрации примесей  $n_0$  ( $\text{см}^{-3}$ ) для диодов на разные частотные диапазоны:  $n_0 = (2 \dots 4) \cdot 10^5 f$ , где  $f$  — в Гц.

**Влияние на КПД неравномерности распределения примесей по длине диода.** Моделирование на ЭВМ процессов в ДГ с использованием модели, описанной в § 5.3, дает возможность про-

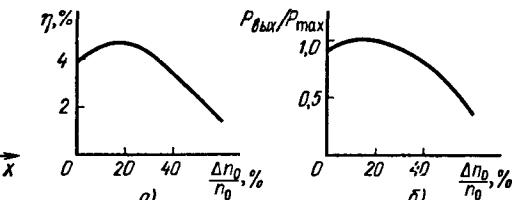


Рис. 5.12. Зависимость электронного КПД (а) и выходной мощности (б) генератора на ДГ от неравномерности легирования

анализировать влияние неравномерности распределения  $n_0$  по длине диода на его режим работы и выходные параметры генератора Ганна.

На рис. 5.11 изображен равномерный (без выемки и градиента) профиль легирования и соответствующие ему картины распределения поля в различные моменты времени (1—5) для схемы генератора на ДГ, показанной на рис. 5.5, б. Из уравнения Пуассона следует, что в данном случае в активной области ДГ имеется движущийся отрицательно заряженный слой, обогащенный электронами, а компенсирующий его положительный заряд расположен в аноде.

На рис. 5.12 представлены зависимости КПД и выходной мощности генератора на ДГ от значения  $\Delta n_0/n_0$ , где  $\Delta n_0 = n_{0\ max} - n_{0\ min}$ ;  $n_0 = (n_{0\ max} + n_{0\ min})/2$  (см. рис. 5.4). Эти зависимости получены В. К. Копаенко и Т. М. Шарифовым в результате моделирования на ЭВМ физических процессов в генераторе, выполненном по схеме на рис. 5.5, б, с использованием модели ДГ, описанной в § 5.2, и модели внешней цепи, описанной в § 5.3; длина активной области  $l$  ДГ составляла 10 мкм. Как видим, имеется оптимальное значение  $\Delta n_0/n_0$ , примерно равное 20% для диода с  $l = 10$  мкм.

В заключение приведем типичные параметры ДГ и генераторов на их основе. Диапазон частот ДГ 1...100 ГГц; выходные мощности в непрерывном режиме работы единицы ватт — единицы милливатт, в импульсном режиме — десятки ватт; КПД в непрерывном режиме 1...5%, в импульсном — 5...10%. Наибольший КПД получается в режиме с задержкой образования доменов. Особенностью генераторов на диодах Ганна является возможность существенного (примерно на порядок) увеличения выходной мощности при переходе от непрерывного к импульсному режиму (при длительности импульсов, меньшей 1 мкс).

## ГЛАВА 6

### ПРОЕКТИРОВАНИЕ ДИОДНЫХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ СВЧ

#### § 6.1. Квазилинейная теория диодных автогенераторов

Автогенераторы СВЧ должны удовлетворять следующим требованиям:

- генерировать на частоте  $f_0$  мощность не меньше заданной выходной мощности  $P_{\text{вых}}$ ;
- иметь КПД, близкий максимальному;
- обеспечивать заданную стабильность частоты  $\Delta f/f_0$  и выходной мощности  $\Delta P_{\text{вых}}/P_{\text{вых}}$ ;
- иметь низкий уровень шумов;

стационарный режим колебаний должен быть устойчив в диапазоне климатических, механических и фоновых внешних воздействий;

не должно быть паразитных колебаний.

Помимо перечисленных основных требований к автогенераторам различного типа предъявляют иногда и дополнительные требования:

возможность механической, электрической или магнитной перестройки частоты;

возможность стабилизации частоты высокодобротным резонатором или синхронизации частоты от внешнего высокостабильного источника;

сопрягаемость с другими устройствами радиосистемы и др.

Чтобы учесть все требования к АГ, представляется целесообразным дополнить изложенные в гл. 5 машинные методы проектирования простой аналитической теорией.

**Стационарный режим автоколебаний.** Автогенератор можно представить в виде эквивалентной схемы (рис. 6.1, а), содержащей активный элемент (АЭ), колебательную систему и сопротивление нагрузки. В соответствии с квазилинейной теорией не интересуются наличием высших гармоник в составе спектра напряжения и тока диода, а принимают во внимание лишь основную частоту колебаний. Кристалл генераторного диода

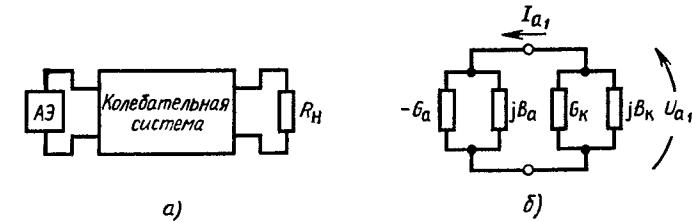


Рис. 6.1. Эквивалентные схемы диодных автогенераторов:  
а — обобщенная схема; б — схема, в которой диод и внешняя цепь представлены проводимостями

моделируют усредненной по первой гармонике комплексной проводимостью  $\bar{Y}_a = I_{a1}/U_{a1}$ , где  $U_{a1}$ ,  $I_{a1}$  — комплексные амплитуды первой гармоники напряжения и тока диода.

Действительные и мнимые части  $\bar{Y}_a$  — функции амплитуды колебаний:  $\bar{Y}_a(U_{a1}) = -G_a(U_{a1}) + jB_a(U_{a1})$ . Колебательная система АГ, независимо от числа резонаторов, описывается ее проводимостью  $\bar{Y}_k$  относительно точек подключения кристалла диода (рис. 6.1). Поскольку внешняя цепь генераторов линейна, то  $\bar{Y}_k$  не зависит от амплитуды, а зависит только от частоты:  $\bar{Y}_k(\omega) = G_k(\omega) + jB_k(\omega)$ .

Следует отметить, что проводимость  $\bar{Y}_a$  также зависит от частоты, однако, учитывая, что эта зависимость обычно более слабая, чем  $\bar{Y}_k(\omega)$ , для простоты ее пренебрегают.

Стационарный режим колебаний устанавливается при выполнении следующих условий:

$$\dot{Y}_k(\omega) = -\dot{Y}_a(U_{a1}), \quad (6.1)$$

$$G_a(0) > G_k, \quad (6.2)$$

$$\frac{dG_a}{dU_{a1}} \Big|_{U_{a1c1}} \frac{dB_k}{d\omega} \Big|_{\omega_0} < 0, \quad (6.3)$$

где  $G_a(0) = G_a(U_{a1} \rightarrow 0)$ ;  $U_{a1}$  — амплитуда стационарных колебаний;  $\omega_0$  — частота колебаний в автогенераторе. Выражение (6.1) является условием существования стационарного режима, (6.2) — условием самовозбуждения, (6.3) — условием устойчивости стационарного режима (устойчивость «в малом»).

Из (6.1) вытекают следующие условия:  $G_a = G_k$ , что выражает баланс мощностей, и  $B_a + B_k = 0$ , что означает резонанс в полной колебательной системе, включающей внешнюю цепь и генераторный диод.

Если колебательная система двухконтурная, причем резонансные частоты контуров одинаковы, то для отсутствия скачков амплитуды и частоты колебаний (устойчивость «в большом») нужно выполнение условия  $Q_1 > Q_2$ , где  $Q_1, Q_2$  — внешние (т. е. без учета потерь в контурах) добротности первого (ближайшего к диоду) и второго контуров соответственно. Если колебательная система многорезонансная, то для устойчивости «в большом» нужно, чтобы ближайший к диоду резонатор имел наибольшую запасаемую энергию.

Выходная мощность генератора максимальна, если действительная часть проводимости нагрузки диода имеет оптимальное значение

$$G_{opt} = \frac{1}{2} U_{a1} \left| \frac{dG_a}{dU_{a1}} \right|. \quad (6.4)$$

Следует помнить, что это справедливо в границах применимости квазилинейной теории, т. е. при гармонической форме напряжения  $u_a(t)$  или тока  $i_a(t)$ . Если временные зависимости напряжения и тока негармонические, то для получения наибольшей выходной мощности требуется создание оптимальных форм  $u_a(t)$  и  $i_a(t)$ , т. е. необходимы оптимальные значения действительной и мнимой частей проводимости  $\dot{Y}_k$  как на основной частоте, так и на ее гармониках (по крайней мере, на ближайших — второй и третьей).

Стабильность выходной мощности обеспечивается выбором проводимости  $G_k$ , соответствующей участку зависимости  $G_a(U_{a1})$ , где максимальная крутизна  $|dG_a/dU_{a1}|$  (рис. 6.2, а).

**Стабильность частоты и минимальный уровень шумов.** Стабильность частоты колебаний АГ определяется максимальной относительной величиной медленных отклонений частоты от

среднего значения  $\Delta\omega/\omega$ . Для увеличения стабильности частоты следует применять резонаторы с максимальной крутизной зависимости  $B_k(\omega)$  на резонансной частоте полной колебательной системы  $\omega_0$ . Кроме того, резонансная частота колебательной

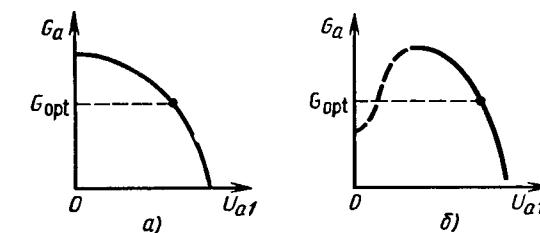


Рис. 6.2. Зависимости модуля действительной части проводимости генераторного диода от амплитуды напряжения:  
а — для генератора с «мягким» возбуждением колебаний; б — для генератора, в котором возможно «жесткое» возбуждение колебаний

системы должна быть постоянной при изменении условий эксплуатации генератора.

Амплитуда и частота реального АГ совершают случайные колебания около их средних значений. Случайные быстрые изменения амплитуды называют амплитудными шумами, аналогичные изменения частоты называют частотными шумами. Термин «быстрые» означает, что эти изменения не могут быть зафиксированы измерителями мощности и частоты. Для снижения уровня амплитудных и частотных шумов нужно применять малошумящие генераторные диоды и работать в режимах с большими амплитудами колебаний  $U_{a1}$  (для снижения отношения  $U_{sh}/U_{a1}$ , где  $U_{sh}$  — амплитуда собственных шумов диода). Амплитудные шумы уменьшаются при работе в режимах с большей крутизной  $dG_a/dU_{a1}$ . Для снижения частотных шумов следует применять резонаторы с максимально возможной производной  $dB_k/d\omega|_{\omega_0}$ .

## § 6.2. Низкочастотные колебания в цепи питания диода

Обычно в цепь питания диода включают фильтр, препятствующий попаданию мощности СВЧ в источник питания. Простейший фильтр состоит из блокировочной емкости  $C_{бл}$  и индуктивности  $L_{бл}$  (рис. 6.3). Кроме того, существует неявная индуктивность  $L_p$  провода питания  $L_p$ . Блокировочная индуктивность  $L_{бл}$  может быть сделана достаточно малой, но индуктивность  $L_p$  совместно с емкостью  $C_{бл}$  образует паразитный колебательный контур, резонансная частота которого лежит в диапазоне от единиц до десятков килогерц.

При выполнении ряда условий в контуре  $L_nC_{бл}$  на его резонансной частоте возбуждаются автоколебания. Эти низкочастотные колебания существуют одновременно с основными колебаниями СВЧ и благодаря нелинейности диода модулируют их по амплитуде и частоте. В результате в спектре выходных колебаний появляются боковые составляющие; при этом снижается мощность основной частоты, затрудняется передача полезной информации, увеличиваются помехи другим радиосистемам.

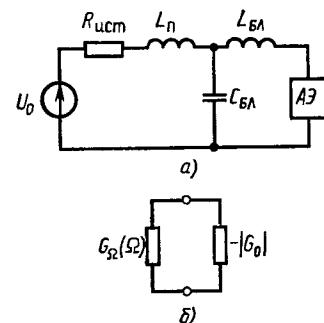


Рис. 6.3. Эквивалентная (а) и обобщенная (б) схемы цепи питания диодного генератора

туд, представим диод в виде малосигнальной мгновенной проводимости, равной по значению крутизне динамической вольт-амперной характеристики и зависящей от мгновенного напряжения на диоде,  $g(u_a) = dI_a / du_a$ . В стационарном режиме колебаний СВЧ проводимость  $g(u_a) = g(U_0 + U_{a1} \cos \omega_0 t) = g(t)$ , где  $g(t)$  — периодическая функция времени с периодом  $T = 2\pi/\omega_0$ .

Для возможных колебаний НЧ, частота которых  $\Omega \ll \omega_0$ , диод эквивалентен некоторой средней во времени (усредненной за период колебаний СВЧ) проводимости

$$G_0 = \frac{1}{T} \int_0^T g(t) dt.$$

Можно показать \*, что

$$G_0 = G_a - \frac{1}{2} \left| \frac{dG_a}{dU_{a1}} \right| U_{a1} = \frac{dI_{cp}}{dU_{cp}}, \quad (6.5)$$

где  $G_a$  — модуль действительной части проводимости диода  $\dot{U}_a$ ;  $I_{cp}$  — среднее во времени значение тока диода;  $U_{cp}$  — среднее напряжение.

Если цепь СВЧ автогенератора настроена таким образом, что  $G_k = G_{opt}$ , где  $G_{opt}$  определяется выражением (6.4), то из (6.5) следует, что  $G_0 = 0$ . Однако для увеличения стабильности мощности и снижения уровня амплитудных шумов часто выбирают  $G_k < G_{opt}$ , при этом увеличивается крутизна зависимости

$G_a(U_{a1})$  (см. рис. 6.2) и, как видно из выражения (6.5), усредненная за период колебаний СВЧ проводимость  $G_0 < 0$ .

Таким образом, имеется колебательный контур  $L_nC_{бл}$  с резонансной частотой  $\Omega_0$ , к которому подключен активный элемент, эквивалентный для низкой частоты  $\Omega_0$  отрицательной проводимости  $G_0$  (см. рис. 6.3, б). Активный элемент является источником низкочастотной мощности. При малых амплитудах НЧ-колебаний  $U_a$  генерируемая мощность  $P_- = U_a^2 |G_0| / 2$ . Мощность, потребляемая в контуре НЧ,  $P_+ = U_a^2 G_a / 2$ , где  $G_a$  — действительная часть полной проводимости контура НЧ в точках подключения генераторного диода.

Низкочастотные колебания возбуждаются в контуре  $L_nC_{бл}$ , если  $P_- > P_+$ , т. е. если  $|G_0| > G_a$ . Для отсутствия паразитных колебаний НЧ необходимо выполнение условия  $|G_0| < G_a$ . На практике проводимость  $G_0$  может оказаться существенно выше по модулю, чем рассчитанная по (6.5). Этому способствуют два обстоятельства.

При существовании на диоде колебаний частоты  $\omega_0$  и возбуждений колебаний частоты  $\Omega_0$  образуются комбинационные составляющие с частотами  $k\omega_0 \pm \Omega_0$ ,  $k=1, 2, 3, \dots$ . Если частота  $\Omega_0$  настолько мала, что составляющие  $\omega_0 \pm \Omega_0$  попадают в полосу пропускания цепи СВЧ, то на диоде возникает напряжение с частотой  $\omega_0 \pm \Omega_0$ . Из-за нелинейности диода происходит обратное преобразование взаимодействующих составляющих  $\omega_0 \pm \Omega_0$  и  $\omega_0$  в колебания частоты  $\Omega_0$ . В результате  $|G_0|$  возрастает.

Кроме того, увеличению  $|G_0|$  способствует параметрическое возбуждение колебаний в контуре НЧ, обусловленное периодическим изменением (с частотой  $\omega_0$ ) мгновенной емкости диода  $C(t)$ . Периодически меняющаяся емкость дает существенный вклад в увеличение  $|G_0|$  в том случае, когда резонансная частота паразитного контура НЧ близка  $\omega_0/2$ .

**Способы устранения колебаний НЧ.** Как следует из изложенного, прежде всего необходимо принять меры к устраниению возбуждения параметрических колебаний. Для этого следует таким образом выбрать блокировочные элементы цепи питания, чтобы не было паразитного резонанса вблизи частоты  $\omega_0/2$ .

Из условия  $|G_0| < G_a$  видно, что для отсутствия колебаний НЧ должна быть достаточно велика резонансная проводимость цепи питания  $G_a(\Omega_0)$ . Из теории линейных цепей известно, что  $G_a(\Omega_0) = 1/(\rho Q)$ , где  $\rho$  — характеристическое сопротивление;  $Q$  — добротность контура. Для схемы на рис. 6.3, а (без учета  $L_{бл}$ )  $\rho = \sqrt{L_n/C_{бл}}$ ,  $Q = \rho/R$ , где  $R$  — последовательное сопротивление (потери) контура. Отсюда

$$G_a(\Omega_0) = RC_{бл}/L_n. \quad (6.6)$$

Итак, для увеличения  $G_a$  нужно увеличивать  $R$  и  $C_{бл}$ , а также уменьшать  $L_n$ . Уменьшение  $L_n$  возможно лишь в ограниченных пределах. Увеличение емкости  $C_{бл}$  приводит к увеличению

\* Котельников В. А., Николаев А. Н. Основы радиотехники. Ч. II. М., Связьиздат, 1954.

собственной индуктивности конденсатора, что может вызвать паразитные колебания на его резонансной частоте.

Наиболее эффективным способом подавления НЧ колебаний является увеличение последовательного сопротивления контура путем включения специального антипаразитного резистора  $R_{\text{ап}}$ . Для того чтобы избежать потерь мощности постоянного тока в  $R_{\text{ап}}$ , применяют антипаразитные цепочки, состоящие из  $R_{\text{ап}}$  и дополнительного разделительного конденсатора  $C_p$  или шунтирующей индуктивности  $L_{\text{ш}}$  (рис. 6.4).

**Расчет антипаразитных цепочек.** Расчет цепей подавления паразитных НЧ колебаний проведем следующим образом. Во-первых, определим величину  $|G_0|$ . Это можно сделать, учитывая

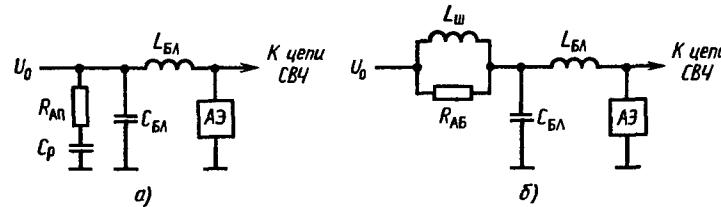


Рис. 6.4. Схемы включения антипаразитных цепочек в цепь питания генераторного диода:

а — последовательная  $RC$ -цепочка; б — параллельная  $RL$ -цепочка

(6.5), по зависимости  $G_a(U_{\text{a}1})$  либо экспериментально как максимальную крутизну участка отрицательного наклона ВАХ диода, снятой в импульсном режиме во избежание влияния изменения температуры диода.

Требуемую резонансную проводимость цепи НЧ можно найти как  $G_a(\Omega_0) = (3 \dots 5) G_0$ . Здесь взят запас с учетом возможности обратного преобразования частот. Далее по (6.6), зная параметры цепи питания, можно рассчитать  $R_{\text{ап}}$  (потерями в контуре НЧ пренебрегаем). Реактивные параметры антипаразитных цепочек можно рассчитать из следующих неравенств.  $\Omega_{\min} L_{\text{ап}} \gg R_{\text{ап}}$ ,  $1/(\Omega_{\min} C_{\text{ап}}) \ll R_{\text{ап}}$ , где  $\Omega_{\min}$  — минимальная ожидаемая паразитная частота.

В качестве примера приведем параметры антипаразитных цепочек, рассчитанных Т. М. Шарифовым для ГДГ 3-см диапазона длин волн, причем эффективность применения цепочек подтверждена экспериментально:  $R_{\text{ап}} = 3 \dots 20 \text{ Ом}$ ;  $C_{\text{ап}} < 3000 \text{ пФ}$ ;  $L_{\text{ап}} \geq 100 \text{ мкГн}$ .

**Результаты аналитической теории.** Результаты простого анализа, приведенные в § 6.1 и 6.2, позволяют сформулировать принципы построения и выбора режимов работы диодных автогенераторов СВЧ.

1. Из условия устойчивости «в малом» (6.3) следует, что если для диода характерно неравенство  $dG_a/dU_{\text{a}1} < 0$ , то для

выполнения условия (6.3) требуется, чтобы  $dB_k/d\omega > 0$  (параллельный резонанс). Для диодов, у которых  $dG_a/dU_{\text{a}1} > 0$ , должно быть  $dB_k/d\omega < 0$  (последовательный резонанс).

Следует помнить, что стационарный режим соответствует резонансу в полной колебательной системе, включающей внешнюю цепь и эквивалентную емкость (или индуктивность) диода.

2. С целью увеличения выходной мощности и КПД целесообразно применять многорезонаторные колебательные системы; в этом случае напряжение и ток диода имеют негармонические формы.

3. Для исключения скачков амплитуды и частоты в процессе эксплуатации генератора следует проектировать многорезонаторную колебательную систему таким образом, чтобы ближайший к диоду резонатор имел наибольшую запасаемую энергию по сравнению с другими резонаторами.

4. Для получения наибольшей выходной мощности генератора требуется, чтобы действительная часть полной проводимости колебательной системы  $Y_k$  в точках подключения диода на частоте колебаний имела определенное оптимальное значение. Понятно, что и мнимая часть не может быть произвольной, а должна быть равна мнимой части проводимости диода  $B_a$ , взятой с обратным знаком. Если применяются режимы с негармоническими формами  $u_a(t)$  и  $i_a(t)$ , то оптимальные значения должны иметь также действительная и мнимая части  $\dot{Y}_k$  на ближайших гармониках основной частоты.

5. Увеличения стабильности выходной мощности и снижения уровня амплитудных шумов можно добиться путем соответствующего выбора действительной части полной проводимости колебательной системы, а именно:  $G_k$  должна соответствовать участку зависимости  $G_a(U_{\text{a}1})$  с максимальной крутизной  $dG_a/dU_{\text{a}1}$ .

6. Для большей стабильности частоты и меньшего уровня частотных шумов следует применять колебательные системы с высокой крутизной зависимости мнимой части  $B_k$  полной проводимости  $Y_k$  от частоты. Это эквивалентно большой величине запасаемой энергии или добротности резонатора. Следует также применять резонаторы, сохраняющие резонансную частоту постоянной при изменении условий эксплуатации генератора. В высокостабильных генераторах недопустимы негармонические формы  $u_a(t)$  и  $i_a(t)$  из-за влияния высших гармоник на стабильность частоты.

7. Для снижения уровня амплитудных и частотных шумов генератора нужно применять режимы с возможно большими амплитудами колебаний.

8. Устранить возбуждение паразитных низкочастотных колебаний возможно путем включения в цепь питания диодов антипаразитных цепочек.

### § 6.3. Упрощенная математическая модель генераторного диода

Проектирование диодных автогенераторов СВЧ может быть облегчено, если использовать упрощенные модели диодов в виде эквивалентных схем на элементах с сосредоточенными параметрами. Критерием правомерности такой замены является возможность получения одинаковых временных зависимостей  $u_a(t)$  и  $i_a(t)$  в одной и той же колебательной системе.

Из описания механизмов работы генераторных диодов ясно, что их свойства как активных элементов обусловлены периодическим образованием и пролетом электронных сгустков, что приводит к периодическим колебаниям тока проводимости. Несомненно также, что подобные колебания управляются напряжением на диоде. Поэтому в состав эквивалентной схемы диода следует включить генератор тока, управляемый напряжением  $i_r(u_a)$ . Чтобы генератор отдавал мощность во внешнюю цепь, его динамическая ВАХ должна иметь участок отрицательной крутизны, при этом колебания тока  $i_r(t)$  противофазны колебаниям напряжения на диоде  $u_a(t)$ .

Важно отметить, еще одно обстоятельство. Как показали результаты моделирования на ЭВМ, фазовый сдвиг между колебаниями напряжения  $u_a(t)$  и тока диода  $i_a(t)$  отличен от  $\pi$ . Это объясняется тем, что помимо тока проводимости, обязанного движением электронных сгустков, в полупроводнике существует ток смещения, который управляется не напряжением  $u_a(t)$ , а его производной  $du_a/dt$ . Кроме того, процесс управления током  $i_r$  инерционен; так, в ДГ существенную часть периода колебаний занимает время накопления заряда в домене (инерционность емкостного типа), в ЛПД существует инерционность индуктивного типа, связанная с влиянием заряда электронного сгустка на поле в диоде и скорость ионизации.

Учесть отмеченное обстоятельство возможно путем включения в эквивалентную схему диода реактивного элемента — емкости или индуктивности. Таким образом, эквивалентная схема диода может быть изображена в виде генератора тока, управляемого напряжением  $i_r(u_a)$ , параллельно или последовательно с которым соединен реактивный элемент. Конкретная структура эквивалентной схемы зависит от типа диода и его режима работы.

**Определение структуры эквивалентной схемы диода.** Можно предложить следующий метод определения структуры эквивалентной схемы генераторного диода.

Во-первых, следует воспользоваться распределенной моделью диода и, выбрав схему генератора, получить на ЭВМ временные формы напряжения и тока диода по методике, описанной, например, в § 5.3. Во-вторых, исключая время из полученных функций  $u_a(t)$  и  $i_a(t)$ , легко построить траекторию движения рабочей

точки в плоскости  $(i_a, u_a)$ . Каждая точка этой траектории соответствует определенному моменту времени. В качестве примера на рис. 6.5 построена траектория  $i_a(u_a)$  по результатам машин-

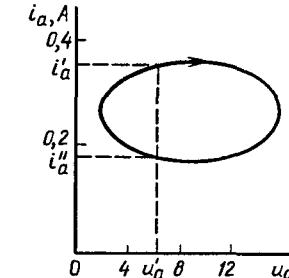


Рис. 6.5. Динамическая вольт-амперная характеристика диода Ганна, работающего в режиме с задержкой образования доменов

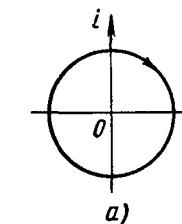
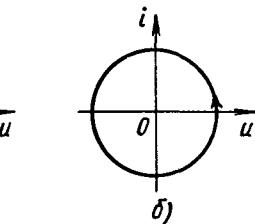


Рис. 6.6. Примеры динамических вольт-амперных характеристик емкости (а) и индуктивности (б)



ногого моделирования, изображенным на рис. 5.8. Как видим, с течением времени рабочая точка перемещается по часовой стрелке.

Чтобы определить характер реактивности, которую нужно включить в эквивалентную схему диода, на рис. 6.6 построены траектории рабочей точки в плоскости  $(i, u)$  для емкости и индуктивности при гармонических формах  $u(t)$  и  $i(t)$ . Из рис. 6.6 следует, что движение по часовой стрелке соответствует емкостному характеру реактивности, против часовой стрелки — индуктивному. Таким образом, для ДГ, работающего в режиме с задержкой образования доменов, справедлива эквивалентная схема, представляющая собой параллельно (или последовательно) соединенные генератор тока и емкость.

Из анализа физических процессов в ДГ следует, что ток управляется полным напряжением на диоде. Поэтому целесообразно эквивалентную схему ДГ представить в виде, изображенном на рис. 6.7. Для возможности использования данной схемы при проектировании автогенератора нужно определить вольт-амперную характеристику генератора тока  $i_r(u_a)$  и вольт-фарадную (или вольт-кулонную) характеристику емкости  $C_a$ .

**Определение характеристик элементов эквивалентной схемы диода.** Характеристики элементов эквивалентной схемы диода нелинейны. Они могут быть определены из временных зависимостей  $u_a(t)$ ,  $i_a(t)$ , полученных при моделировании на ЭВМ.

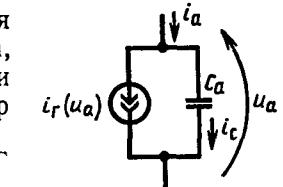


Рис. 6.7. Эквивалентная схема диода Ганна

Из рис. 6.7 следует, что

$$i_a = i_r + i_c, \quad (6.7)$$

где

$$i_c = C_a \frac{du_a}{dt} \quad (6.8)$$

ток, протекающий через емкость  $C_a = dq/du_a$ ;  $q$  — заряд (положительный или отрицательный), накопленный в ДГ.

Как видно из рис. 6.5, каждому мгновенному напряжению  $u_a$  соответствуют два значения тока  $i_a$ . С учетом выражений

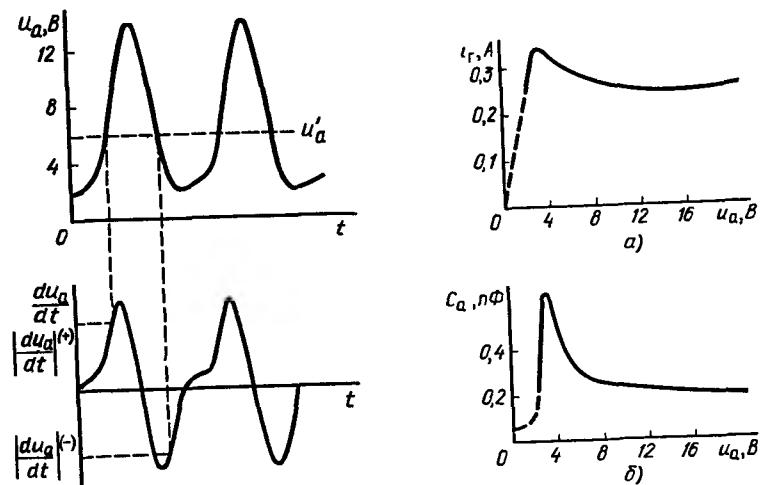


Рис. 6.8. Зависимости напряжения и его производной от времени для ДГ в режиме с задержкой образования доменов

Рис. 6.9. Динамические характеристики элементов эквивалентной схемы ДГ:

*a* — вольт-амперная характеристика генератора тока; *б* — вольт-фарадная характеристика емкости

(6.7) и (6.8) можно записать, что при напряжении  $u_a'$  (см. рис. 6.5) справедливы соотношения:

$$i_a' = i_r + C_a(u_a') \left| \frac{du_a}{dt} \right|_{u_a'}^{(+)}, \quad (6.9)$$

$$i_a'' = i_r - C_a(u_a') \left| \frac{du_a}{dt} \right|_{u_a'}^{(-)}, \quad (6.10)$$

где знаки «+» и «-» относятся соответственно к положительной и отрицательной крутизне функции  $u_a(t)$  при напряжении  $u_a'$  (рис. 6.8).

Из (6.9) и (6.10) следует, что

$$C_a(u_a') = \frac{i_a' - i_a''}{\left| \frac{du_a}{dt} \right|_{u_a'}^{(+)} + \left| \frac{du_a}{dt} \right|_{u_a'}^{(-)}}. \quad (6.11)$$

Зная из результатов моделирования на ЭВМ значения  $i_a'$ ,  $i_a''$ ,  $\left| \frac{du_a}{dt} \right|_{u_a'}^{(+)}$  и  $\left| \frac{du_a}{dt} \right|_{u_a'}^{(-)}$  для дискретных значений  $u_a$ , рассчитаем вольт-фарадную характеристику емкости  $C_a$  по (6.11). Далее легко найти ВАХ генератора тока  $i_r(u_a)$ , используя (6.9) или (6.10).

На рис. 6.9 представлены ВАХ и вольт-фарадная характеристика элементов эквивалентной схемы серийного ДГ 3-см диапазона, работающего в режиме с задержкой образования доменов. Как видим, при  $u_a < u_{\text{пор}}$  ДГ эквивалентен небольшому сопротивлению, включенному параллельно с «холодной» емкостью. При приближении  $u_a$  к  $u_{\text{пор}}$  емкость возрастает, это связано с образованием обогащенных слоев у катода ДГ. С дальнейшим увеличением  $u_a$  емкость  $C_a$  падает, это объясняется расширением домена.

Изложенная методика определения характеристик элементов эквивалентной схемы диода легко может быть реализована в виде подпрограммы для расчетов на ЭВМ.

#### § 6.4. Методика проектирования электрических схем диодных автогенераторов

Знание упрощенной модели генераторного диода и эквивалентной схемы внешней цепи дает возможность перейти к следующему этапу проектирования; оптимизации параметров схемы генератора. Процесс оптимизации выполняется на ЭВМ и состоит в многократном повторении анализа, причем каждый анализ соответствует определению набора параметров внешней цепи. При оптимизации параметры схемы изменяются по заданному алгоритму с целью достижения экстремального значения целевой функции.

Процесс проектирования АГ осуществляется по следующему алгоритму.

1. На основании технического задания и выводов аналитической теории составляется эквивалентная схема внешней цепи СВЧ.

2. Проводится приближенный расчет элементов схемы ДГ.

3. Выбирается целевая функция.

4. Одним из методов теории цепей (как правило, методом узловых потенциалов или методом переменных состояния) составляется система алгебро-дифференциальных уравнений, описывающих процессы в схеме (см., например, § 5.3).

5. Осуществляется моделирование на ЭВМ во временной области АГ с использованием распределенной модели генераторного диода. Параметры внешней цепи устанавливаются равными, рассчитанным аналитически. В результате моделирования становится известными временные зависимости  $u_a(t)$  и  $i_a(t)$  в стационарном режиме колебаний.

6. По полученным функциям  $u_a(t)$  и  $i_a(t)$  рассчитываются характеристики элементов упрощенной модели генераторного диода, как это изложено в § 6.3.

7. Проводится анализ во временной области АГ с использованием упрощенной модели диода. В результате рассчитывается целевая функция.

8. Осуществляется оптимизация параметров электрической схемы АГ по критерию максимума или минимума выбранной целевой функции. При этом используется упрощенная модель диода в виде эквивалентной схемы из элементов с сосредоточенными параметрами. Алгоритм оптимизации выбирается либо из библиотеки стандартных программ, входящих в математическое обеспечение ЭВМ, либо разрабатывается самостоятельно. В процессе оптимизации нелинейные характеристики эквивалентной схемы диода остаются неизменными. Начальными значениями параметров схемы являются те, которые были рассчитаны аналитически.

9. Проводится повторное моделирование схемы АГ при использовании распределенной модели диода и оптимизированных (в первом приближении) параметров внешней цепи.

10. Повторяется п. 6, в результате чего уточняются характеристики элементов упрощенной модели диода.

11. Повторяется процесс оптимизации по п. 7 и 8. В качестве начальных значений параметров схемы устанавливаются те, которые были получены в результате первоначальной оптимизации. Кроме того, используются уточненные характеристики элементов схемы диода.

12. Если необходимо, осуществляется еще одна итерация путем повторения п. 5—7. Описанный итерационный процесс завершается, когда полученные в результате последней оптимизации параметры внешней цепи отличаются от параметров, определенных в предшествующей стадии оптимизации, на величину, меньшую заданной.

Рассмотрим подробнее некоторые этапы изложенной методики проектирования.

**Выбор целевой функции.** Способы формирования критерия оптимальности описаны в [6]. Практика работы с генераторами на полупроводниковых диодах показывает, что максимум выходной мощности соответствует приблизительно тем же значениям параметров внешней цепи, что и максимум КПД. Поэтому целесообразно выбирать в качестве одной из составных частей целевой функции КПД автогенератора  $\eta = P_{\text{вых}}/P_0$ . При максималь-

ном КПД облегчается тепловой режим диода и увеличивается его надежность.

В качестве примера целевой функции, применяемой для достижения максимума КПД на заданной частоте, может служить функция  $K = \alpha_1(\eta_{\max} - \eta) + \alpha_2 |1 - T/T_0|$ , где  $\alpha_1, \alpha_2$  — весовые коэффициенты, подбираемые опытным путем либо вычисляемые по рекомендациям [6];  $T$  — текущий период колебаний (вычисляемый на каждом этапе оптимизации);  $T_0$  — заданный период колебаний;  $\eta_{\max}$  — максимальный теоретический КПД для данного диода. Оптимизация заканчивается при достижении  $K$  минимального значения.

**Анализ схемы автогенератора во временной области. Расчет целевой функции.** При использовании упрощенной модели генераторного диода осуществляется расчет переходного процесса до установления стационарного режима путем численного решения системы алгебро-дифференциальных уравнений схемы. Критерием достижения стационарного режима является постоянство амплитуды и периода колебаний.

В результате анализа становится известным, в частности, напряжение на сопротивлении нагрузки  $u_h(t)$ , а также ток диода  $i_a(t)$ . Для расчета целевой функции определяются период колебаний  $T$  и амплитуда первой гармоники напряжения  $u_h(t)$  по формулам приближенного гармонического анализа

$$U_{\text{h1}} = \sqrt{(U'_{\text{h1}})^2 + (U''_{\text{h1}})^2},$$

где

$$U'_{\text{h1}} = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{2n-1} u_h(t_k) \cos \frac{\pi k}{n}; \quad U''_{\text{h1}} = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{2n-1} u_h(t_k) \sin \frac{\pi k}{n};$$

$u_h(t_k)$  — напряжение нагрузки в момент времени  $t_k$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots; 2n = T/h$  — число точек, на которое разделен период колебаний;  $h$  — шаг дискретизации.

Кроме того, рассчитывается постоянная составляющая тока диода

$$I_0 = \frac{1}{2n} \sum_{k=0}^{2n-1} i_a(t_k).$$

КПД вычисляется по формуле  $\eta = U_{\text{h1}}^2 / (2R_h I_0 U_0)$ , где  $U_0$  — напряжение источника питания.

Легко видеть, что описанная методика проектирования схем диодных автогенераторов основана на совместном использовании математических моделей различной сложности. Действительно, часть задачи проектирования решается с помощью распределенной модели диода, в то время как в процессе оптимизации использована упрощенная модель.

Замена распределенной модели упрощенной эквивалентной схемой на сосредоточенных параметрах существенно (примерно в 100 ... 200 раз) сокращает время расчетов, что и дает возможность оптимизации. Объясняется это тем, что вместо решения дифференциальных уравнений в частных производных решаются обыкновенные дифференциальные уравнения.

На последнем этапе проектирования схемы АГ целесообразно рассчитать зависимость  $B_k(\omega)$  при оптимизированных параметрах колебательной системы с целью обнаружения паразитных резонансов. Если имеется несколько резонансных частот в исследуемом диапазоне, следует увеличить запасенную энергию в ближайшем к диоду резонаторе путем соответствующего изменения параметра одного из элементов схемы. Далее следует повторить процесс оптимизации, считая значение измененного параметра постоянным.

### § 6.5. Пример проектирования цепи СВЧ генератора на диоде Ганна

Рассмотрим пример проектирования схемы генератора на ДГ, изображенной на рис. 5.5, б. В данном параграфе приведем результаты оптимизации параметров схемы АГ по критерию максимального КПД (результаты получены В. К. Копаенко и Т. М. Шарифовым).

Электрофизические и конструктивные параметры ДГ соответствуют параметрам серийных диодов 3-см диапазона, они сведены в табл. 6.1. Электрические параметры определены экспериментально:  $U_{\text{пор}} = 3,5$  В,  $i_{\text{пор}} = 0,3$  А. Сопротивление в слабом поле  $R_0 = 12$  Ом. Пролетная частота, рассчитанная по формуле (5.1), составляет примерно 10 ГГц.

Таблица 6.1

$\mu_s$ , см $^2$ /(В·с)	$D_s$ , см $^2$ /с	$e_a$ , Ф/см	$n_{o_s}$ , см $^{-3}$	$l$ , мкм	$A$ , см $^2$
6000	300	$10^{-12}$	$10^{15}$	10	$1,5 \cdot 10^{-6}$

При оптимизации учитывались изменения электрофизическими параметров ДГ, обусловленные нагреванием кристалла из-за работы в непрерывном режиме по питанию — см. выражения (5.17), (5.18).

Оптимизировались следующие параметры автогенератора: внешняя добротность контура, образованного последовательной индуктивностью и эквивалентной емкостью диода  $Q = \omega_0 L / R_h$ ; сопротивление нагрузки  $R_h$ ; резонансная частота  $f_1 = 1/(2\pi V L_1 C_1)$  параллельного контура  $L_1 C_1$ ; его добротность  $Q$  на частоте  $f_1$ ; напряжение питания диода  $U_0$ .

В результате проектирования рассчитана частота генерации, а также проводимость внешней цепи СВЧ на основной частоте, обеспечивающая максимум КПД. Оптимизация проводилась методом покоординатного спуска. Результаты оптимизации приведены в табл. 6.2.

Таблица 6.2

$\eta, \%$	$Q$	$\frac{R_h}{R_0}$	$\frac{f_1}{f_{\text{пр}}}$	$Q_1$	$\frac{f_0}{f_{\text{пр}}}$	$\frac{U_0}{U_{\text{пор}}}$	$G_k(\omega_0)$ , Ом $^{-1}$	$B_k(\omega_0)$ , Ом $^{-1}$
5	1	4	1	3	0,7	2,5	$0,25 \cdot 10^{-2}$	$-1,45 \cdot 10^{-2}$

Таблица 6.3

$\eta, \%$	$\frac{f_0}{f_{\text{пр}}}$	$\frac{U_0}{U_{\text{пор}}}$	$\frac{R_h}{R_0}$
3	1,0	3,0	10...20

Если параметры внешней цепи соответствуют табл. 6.2, то ДГ работает в режиме с задержкой образования доменов. При некотором разбросе параметров относительно значений, указанных в табл. 6.2, КПД уменьшается. Если ограничиться КПД  $\leq 4\%$ , то допустим следующие отклонения параметров схемы:  $Q = 1 \dots 3$ ;  $f_0/f_{\text{пр}} = 0,7 \dots 0,8$ ;  $Q_1 = 1 \dots 3$ ;  $R_h/R_0 = 1,5 \dots 4,0$ .

Увеличение напряжения источника питания при оптимальном соотношении нагрузки может вызвать срыв колебаний.

Оптимальные параметры для пролетного режима приведены в табл. 6.3.

На рис. 6.10 показаны зависимости частоты колебаний от напряжения источника питания для двух режимов работы ДГ. Как видим, в пролетном режиме частота уменьшается с ростом  $U_0$ , а в режиме с задержкой образования доменов частота увеличивается. Это может являться экспериментальным критерием оценки режима, в котором работает ДГ.

### § 6.6. Конструирование диодных автогенераторов

Микроэлектронные генераторы СВЧ на полупроводниковых диодах выполняются в виде гибридных интегральных схем

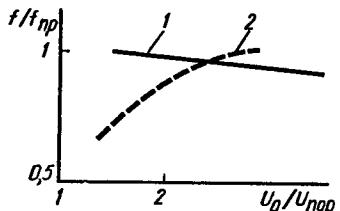


Рис. 6.10. Зависимость частоты генерации от питающего напряжения в генераторе на ДГ:  
1 — в пролетном режиме; 2 — в режиме с задержкой образования доменов

(ИС), при этом генераторный диод устанавливается в металлическом корпусе ИС, а пассивная цепь представляет собой совокупность отрезков линий (микрополосковых, как правило) и дискретных элементов с сосредоточенными параметрами, установленных на диэлектрической подложке.

Рассмотрим особенности конструирования диодных автогенераторов СВЧ.

**Крепление генераторного диода.** Одной из важнейших задач конструирования является разработка конструкции крепления диода в ИС. Важность этой задачи объясняется тем, что почти вся мощность (за исключением нескольких процентов), поступающая от источника питания, рассеивается в диоде. При этом увеличивается температура кристалла диода, ухудшаются энергетические параметры, снижается надежность генератора.

Конструкция крепления диода в ИС должна обеспечивать эффективный отвод тепла от кристалла в окружающее пространство. С этой целью кристалл диода должен быть установлен на теплоотводе. Как правило, теплоотводом кристалла является шайба, выполненная из материала с большой теплопроводностью (например, из меди). При этом обеспечивают хороший тепловой контакт теплоотвода с корпусом ИС, например с помощью цангового зажима.

В микроэлектронных АГ диоды могут применяться либо в бескорпусном исполнении, либо в корпусах. В первом случае конструкция диода представляет собой кристалл полупроводника, установленный на теплоотводе и содержащий проволочный вывод второго электрода (рис. 6.11). Варианты конструкции крепления диода в корпусе ГИС изображены на рис. 6.12. Опыт показывает, что недостаточно продуманная конструкция крепления диода может привести к существенному уменьшению выходной мощности (примерно в 2...3 раза) и падению КПД.

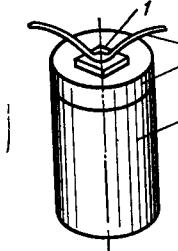


Рис. 6.11. Конструкция бескорпусного ДГ:  
1 — кристалл диода;  
2 — проволочный вывод;  
3 — теплоотвод;  
4 — кристаллодержатель

В простейшем случае роль ФНЧ выполняет блокировочная емкость, щунтирующая источник питания. В качестве ПЗФ применяют отрезки линий, размещенных на диэлектрической подложке. Наиболее просто в микроэлектронных генераторах реализуется параллельная схема питания.

На рис. 6.13, а, б изображены возможные топологии цепи питания генераторов на ДГ и ЛПД. Полосно-заграждающий фильтр здесь выполнен в виде двух четвертьволновых отрезков линий 1 и 2. Легко заметить, что входное сопротивление отрезка линии 1 в точках включения активного элемента велико как на

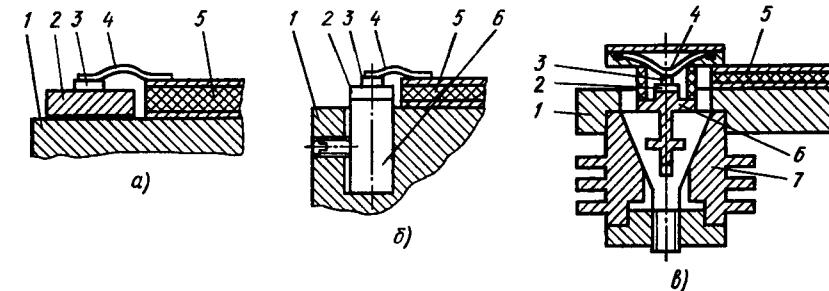


Рис. 6.12. Варианты крепления генераторного диода в корпусе гибридной интегральной схемы:

а — соединение теплоотвода и корпуса гибридной ИС пайкой; б — установка днаода в корпусе ИС с помощью прижимного винта; в — установка диода в цанговом зажиме (1 — корпус ИС; 2 — теплоотвод; 3 — кристалл; 4 — проволочный вывод; 5 — диэлектрическая подложка; 6 — кристаллодержатель; 7 — цанга)

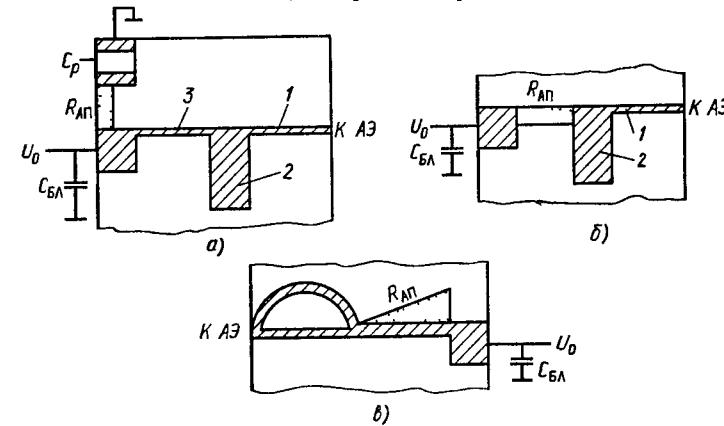


Рис. 6.13. Топологии цепи питания генераторов:  
а, в — автогенераторы на ДГ; б — генератор на ЛПД

основной частоте, так и на ее гармониках. Для увеличения полосы заграждения волновое сопротивление линии 1 выбрано максимально возможным, а волновое сопротивление линии 2 — минимальным. Максимальное волновое сопротивление линии 1 ограничено возрастанием потерь, связанным с уменьшением ее ширины. На практике уменьшать ширину линии ниже 25...30 мкм нецелесообразно.

Минимальное волновое сопротивление линии 2 ограничено возможностью возбуждения волн высших типов. Максимальная

ширина линии не должна превышать  $\Lambda/8$ , где  $\Lambda$  — длина волны в линии.

ФНЧ в цепи питания генератора на ДГ (рис. 6.13, а) выполнен в виде дискретного блокировочного конденсатора  $C_{бл}$  и отрезка линии 3 длиной менее  $\Lambda/4$ , эквивалентной блокировочной индуктивности. Антипаразитный резистор  $R_{ап}$  выполнен в виде резистивной пленки, нанесенной на диэлектрическую подложку. В качестве разделительного применен дискретный конденсатор  $C_p$ .

В варианте топологии цепи питания генератора на ЛПД, изображенном на рис. 6.13, б, отсутствует блокировочная индуктивность, а антипаразитный резистор  $R_{ап}$  одновременно играет роль внутреннего сопротивления источника питания, что стабилизирует рабочую точку по постоянному току.

Следует отметить, что в диодных генераторах СВЧ возможно возбуждение паразитных колебаний не только в цепях питания, но и в цепях СВЧ. Желательно использовать антипаразитный резистор  $R_{ап}$ , включаемый в цепь питания для подавления колебаний НЧ, также и для подавления паразитных колебаний СВЧ. Как видно из рис. 6.13, б, резистор  $R_{ап}$  цепи питания генератора на ЛПД вне полосы заграждения фильтра, образованного отрезками МПЛ 1, 2, оказывается подключенным к цепи СВЧ, т. е. может быть использован для указанной цели.

В топологии цепи питания генератора на ДГ резистор  $R_{ап}$  отключен от цепи СВЧ даже вне полосы заграждения ПЗФ блокировочной индуктивностью, образованной линией 3. На рис. 6.13, в изображен вариант топологии цепи питания генераторного диода с антипаразитным резистором, выполненным в виде пленки на диэлектрической подложке, который подключается к цепи СВЧ на всех частотах вне полосы заграждения ПЗФ. (Схему предложили В. Я. Баржин, А. З. Венгер, В. И. Миссера и О. Н. Хоменко.) Полосно-заграждающий фильтр здесь выполнен в виде параллельно соединенных отрезков МПЛ, длина которых отличается на  $\Lambda/2$ .

**Топология колебательной системы СВЧ.** При разработке топологии цепи СВЧ автогенератора следует учитывать следующие соображения.

1. Для уменьшения вероятности возбуждения колебаний на паразитных резонансах нужно уменьшать число неоднородностей в СВЧ-тракте (особенно находящихся вдали от диода).

2. Учитывая возможный разброс параметров генераторного диода, необходимо предусмотреть, по крайней мере, две регулировки — одну для настройки на заданную частоту, другую — для получения наибольшего КПД или выходной мощности.

Основой для разработки топологии цепи СВЧ является оптимизированная электрическая схема генератора. В качестве примера на рис. 6.14 приведена топология генератора на ДГ, основанная на эквивалентной схеме, показанной на рис. 5.5, б.

Проволочный вывод диода играет роль последовательной индуктивности  $L$ . Изменяя длину вывода, можно реализовать требуемое значение  $L$ . В качестве параллельного  $L_1C_1$ -конттура применен разомкнутый на конце шлейф. В согласии с табл. 6.2 резонансная частота этого контура должна быть равна пролетной частоте диода, поэтому длина шлейфа выбирается равной  $l_{шл} = \Lambda_{пр}/2$ , где  $\Lambda_{пр}$  — длина волны в линии, соответствующая пролетной частоте  $f_{пр}$ . Для компенсации разброса значений  $f_{пр}$  у разных диодов в топологии предусмотрена возможность изменения длины шлейфа.

Выход энергии осуществляется через регулируемую емкость связи  $C_{св}$ , которая одновременно препятствует попада-

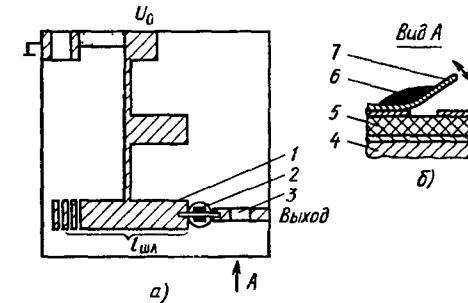


Рис. 6.14. Топология микрополоскового генератора на ДГ (а) и конструкция емкости связи (б):

1 — резонатор; 2 — диод Ганна; 3 — емкость связи; 4 — корпус микросхемы; 5 — диэлектрическая подложка; 6 — припой; 7 — подвижный лепесток

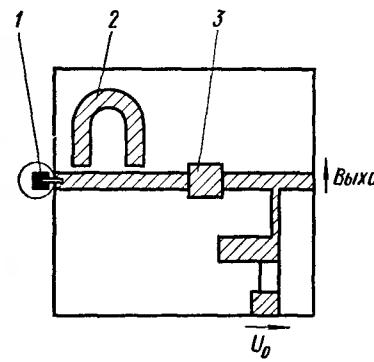


Рис. 6.15. Топология микрополоскового генератора на ЛПД с высокодобротным резонатором:

1 — ЛПД; 2 — высокодобротный резонатор типа «шпилька»; 3 — настрочная неоднородность

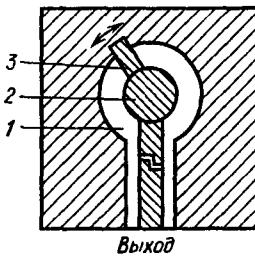


Рис. 6.16. Топология щелевого генератора с выходом в виде ко-планарной линии:

1 — щелевой резонатор; 2 — генераторный дно; 3 — подвижный лепесток

нию в нагрузку постоянного тока источника питания. Изменяя  $C_{св}$ , можно получить требуемое значение  $R_n$ . Конструкция емкости связи ясна из рис. 6.14, б.

В рассматриваемом АГ применен бескорпусный диод, один вывод которого установлен непосредственно в корпусе ИС, а второй — через отверстие в подложке соединен с цепью СВЧ.

Из рис. 6.14 легко видеть, что в данной топологии отсутствует высокодобротный резонатор, поэтому стабильность частоты будет невелика. Для ее увеличения целесообразно применять подобный автогенератор в режиме синхронизации частоты от внешнего источника. При этом сохраняется основное достоинство конструкции — работа ДГ в эффективном режиме с задержкой образования доменов и негармоническими формами напряжения и тока.

На рис. 6.15 приведена топология автогенератора на ЛПД с высокодобротным резонатором.

В последнее время проводятся работы по созданию микрэлектронных генераторов СВЧ на базе щелевых, копланарных и других линий. На рис. 6.16 представлен пример топологии диодного генератора СВЧ, содержащего щелевой резонатор, свернутый в кольцо, и выходную копланарную линию (схема предложена С. Д. Второпиным и А. М. Кожемякиным). Частота колебаний определяется главным образом длиной щелевого резонатора. Вращая подвижный контактный лепесток, можно настраивать генератор на максимум мощности.

## ГЛАВА 7

### УСИЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ НА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ СВЧ

#### § 7.1. Общие сведения

Усилители мощности на полевых транзисторах СВЧ — один из наиболее распространенных элементов радиопередающих устройств. Современные полевые транзисторы на арсениде галлия успешно используются вплоть до частоты 30 ГГц.

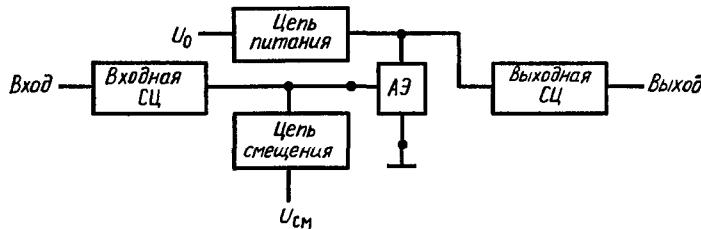


Рис. 7.1. Функциональная схема транзисторного усилителя мощности

На рис. 7.1 изображена функциональная схема транзисторного усилителя. В его состав входят активный элемент (полевой транзистор), входная и выходная согласующие цепи (СЦ), цепи питания и смещения. Кроме того, реальный усилитель мощности

может содержать антипаразитные цепочки, элементы стабилизации режима работы транзистора по постоянному току. Активный элемент (АЭ) преобразует мощность источника питания  $U_0$  в мощность колебаний, усиливая входную мощность. Входная СЦ трансформирует входное сопротивление транзистора в сопротивление, равное внутреннему сопротивлению источника входной мощности. Выходная СЦ трансформирует сопротивление нагрузки усилителя в некоторое оптимальное сопротивление на выходных электродах транзистора, при котором транзистор работает в наиболее выгодном энергетическом режиме. Цепи питания и смещения служат для подачи постоянных напряжений на электроды транзистора и блокировки источников питания  $U_0$  и смещения  $U_{\text{см}}$  от мощности СВЧ. Кроме того, СЦ формируют колебания напряжения и тока определенной формы, соответствующие оптимальному режиму работы АЭ. Согласующие цепи обычно выполняют в виде шлейфовых трансформаторов на МПЛ. Цепи питания и смещения — это, как правило, ФНЧ и полосно-загражающие фильтры.

Для оценки качества усилителей мощности диапазона СВЧ применяют следующие параметры: коэффициент передачи мощности  $K_p = P_{\text{вых}}/P_{\text{вх}}$ ; коэффициент полезного действия  $\eta = P_{\text{вых}}/(P_{\text{вх}} + P_0)$  или  $\eta = (P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}})/P_0$ , где  $P_{\text{вх}}$ ,  $P_{\text{вых}}$  — входная и выходная мощности усилителя;  $P_0$  — мощность, потребляемая от источника питания. Кроме того, усилители характеризуются полосой рабочих частот, задаваемой верхней  $f_v$  и нижней  $f_n$  граничными частотами.

В зависимости от ширины полосы пропускания  $\Delta f = f_v - f_n$  различают узкополосные и широкополосные усилители мощности. В узкополосных усилителях относительная ширина полосы  $\Delta f/f_{\text{ср}}$ , где  $f_{\text{ср}} = (f_v + f_n)/2$ , составляет единицы процентов, в широкополосных она достигает  $\sim 60\%$ .

Наибольшее распространение получил метод покаскадного проектирования усилителей мощности. В этом случае производят расчет каждого усилительного каскада в предположении, что источник входной мощности имеет стандартное внутреннее сопротивление 50 Ом, а сопротивление нагрузки усилителя активно и также равно стандартному значению 50 Ом.

Чтобы спроектировать каскад усилителя мощности, нужно, выбрав транзистор, рассчитать оптимальный режим его работы и внешние цепи. Расчетный режим может быть реализован, если к транзистору подвести определенную входную мощность  $P_{\text{вх}}$ , обеспечить расчетные значения напряжений источников питания и смещения и так выполнить выходную СЦ, чтобы действительная и мнимая части ее входного сопротивления  $Z_h$  имели на рабочей частоте (или в заданной полосе) оптимальные значения. Критерием оптимальности режима обычно выбирают максимум коэффициента передачи мощности  $K_p$ . Иногда выбирают

более сложные критерии, учитывающие такие параметры усилителя, как  $P_{\text{вых}}$ ,  $K_F$ , КПД.

В результате расчета режима работы транзистора становится известным усредненное по первой гармонике рабочей частоты входное сопротивление транзистора  $Z_{\text{вх}} = \dot{U}_{\text{вх}} / I_{\text{вх}1}$ , где  $\dot{U}_{\text{вх}1}$ ,  $I_{\text{вх}1}$  — комплексные амплитуды напряжения и тока на входном электроде транзистора, и оптимальное сопротивление его нагрузки  $Z_n$ .

Далее рассчитывают согласующие цепи. Предварительно выбирают структуру СЦ, а затем вычисляют геометрические размеры ее элементов. При этом предполагается, что входная СЦ нагружена на сопротивление  $Z_{\text{вх}}$  и на центральной частоте должна иметь чисто активное и равное 50 Ом входное сопротивление, выходная СЦ нагружена на сопротивление 50 Ом и должна иметь входное сопротивление  $Z_n = R_n + jX_n$ , обеспечивающее оптимальный режим работы транзистора.

Затем производится расчет цепей питания, смещения, подавления паразитных колебаний и др.

## § 7.2. Полевой транзистор СВЧ

Полевые транзисторы СВЧ, как правило, изготавливают из арсенида галлия с электронной электропроводностью. Наибольшее распространение получили приборы с затвором, выполненным в виде барьера Шотки. Мощный полевой транзистор представляет собой совокупность соединенных параллельно ячеек.

Структура одной ячейки полевого транзистора с барьером Шотки (ПТШ)\* изображена на рис. 7.2. В ПТШ имеются высокомоменная подложка (с удельным сопротивлением бо-

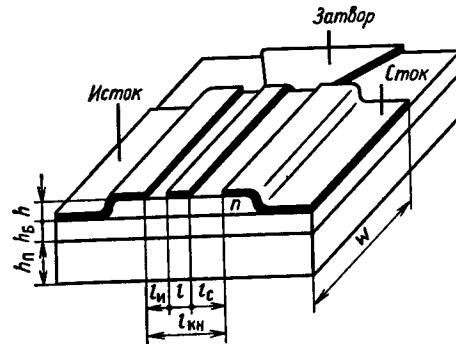


Рис. 7.2. Структура ячейки полевого транзистора с барьером Шотки

лее  $10^7$  Ом), буферный слой с концентрацией доноров  $n_6 \approx 10^{13}$  см $^{-3}$ , активный слой арсенида галлия  $n$ -типа электропроводности ( $n \approx 10^{17}$  см $^{-3}$ ) и контакты металл — полупроводник,

\* В зарубежной литературе транзисторы такого типа обозначают MESFET (metal — semiconductor field — effect transistor).

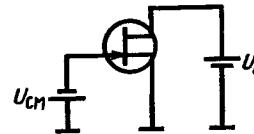


Рис. 7.3. Схема включения полевого транзистора по постоянному току

причем исток (И) и сток (С) выполнены в виде омических контактов, а затвор (З) — в виде барьера Шотки.

Для одиночной ячейки мощного транзистора характерны следующие размеры: высота активного слоя  $h = 0,2 \dots 0,5$  мкм; высота подложки  $h_n = 100 \dots 300$  мкм, высота буферного слоя  $h_6 = 2 \dots 5$  мкм, длина затвора  $L = 0,5 \dots 5$  мкм, длина канала  $L_{\text{кан}} = 0,7 \dots 7,0$  мкм, ширина ячейки  $W = 80 \dots 100$  мкм.

Обычно в усилителе транзистор включают по схеме с общим истоком. На рис. 7.3 показано включение ПТШ по постоянному току.

**Механизм работы полевого транзистора СВЧ с барьером Шотки.** Как видно из рис. 7.3, между истоком и стоком ПТШ включен источник постоянного напряжения  $U_0$ . В результате в активном слое транзистора создается электрическое поле, вызывающее дрейф электронов по каналу от истока к стоку. Между затвором и истоком включен источник постоянного напряжения  $U_{\text{см}}$ , запирающего барьер Шотки, поэтому в области барьера образуется двойной заряженный слой: положительный в полупроводнике, отрицательный в металле. Положительно заряженный слой создается ионизированными донорами, здесь средняя концентрация электронов существенно меньше концентрации доноров. Отрицательно заряженный слой образуется в результате накопления электронов в электроде затвора. Картина здесь приблизительно такая же, как в случае резкого  $p-n$ -перехода.

Слой под затвором, обедненный электронами, уменьшает высоту канала. Если помимо постоянного напряжения  $U_{\text{см}}$  к затвору приложить переменное напряжение  $u_3(t)$ , то в соответствии с изменением этого напряжения изменяется эффективная высота канала  $h_{\text{эфф}}$ , а следовательно, и ток стока:

$$i_c = j_c h_{\text{эфф}} W, \quad (7.1)$$

где  $j_c$  — плотность тока стока.

**Статические характеристики ПТШ** (рис. 7.4). Как и в случае биполярных транзисторов, на выходных характеристиках ПТШ  $i_c(u_c)$  выделяют два участка — со слабой (I) и сильной (II) зависимостью тока стока  $i_c$  от  $u_c$ . Из переходной характеристики  $i_c(u_3)$  видно, что рабочим диапазоном изменения напряжения на затворе является участок отрицательных напряжений  $u_3$ : от напряжения отсечки  $u_{\text{отс}}$  до напряжения открывания барьера Шотки.

Ход зависимостей, изображенных на рис. 7.4, *a*, объясняется следующим образом. При малых напряжениях на стоке (участок II) канал подобен сопротивлению  $R_{\text{кан}}$ , которое не зависит от  $u_c$ , но является функцией  $u_3$ . Действительно, с ростом модуля  $u_3$  уменьшается площадь сечения канала и, следовательно, растет  $R_{\text{кан}}$ .

При достаточно больших  $u_{\text{с}}$  сопротивление  $R_{\text{ки}}$  становится зависимым от  $u_{\text{с}}$  вследствие нелинейности характеристики  $v(E)$  (рис. 7.5), поскольку  $R_{\text{ки}} = l_{\text{ки}} / (q_0 n \mu_n(E) h_{\text{эфф}} W)$ , где  $l_{\text{ки}}$  — длина

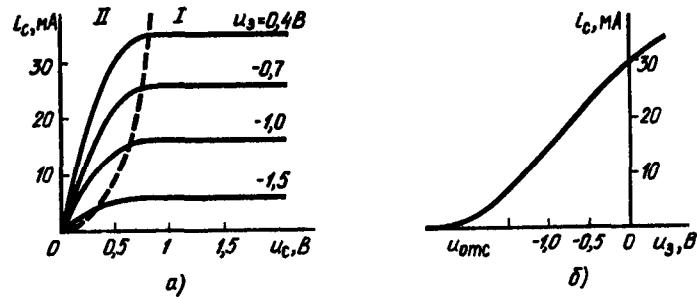


Рис. 7.4. Выходные (а) и переходная (б) статические вольт-амперные характеристики ПТШ

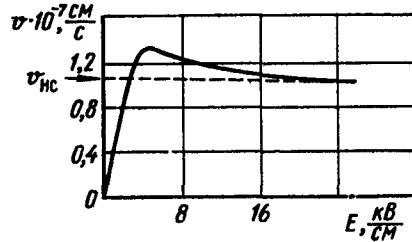


Рис. 7.5. Зависимость средней дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля в канале полевого транзистора

на стоке  $i_c(t)$  может изменяться от нуля до напряжения пробоя  $U_{\text{пр}}$ . При отрицательном напряжении на затворе ток затвора мал (десятки — сотни микроампер).

### § 7.3. Нелинейная эквивалентная схема полевого транзистора с затвором Шотки

Воспользуемся результатом моделирования двумерной структуры транзистора, в соответствии с которым сечение транзистора может быть условно разделено на три области (рис. 7.6):

- 1) область под затвором, обедненную электронами;
- 2) переходную область между каналом и обедненной областью;
- 3) канал, т. е. область с концентрацией электронов, приблизительно равной концентрации доноров.

Процессы протекания токов в различных областях ПТШ

канала;  $q_0$  — заряд электрона;  $n$  — концентрация;  $\mu_n(E)$  — подвижность электронов. С увеличением  $u_c$  растет напряженность поля  $E$  в канале и падает подвижность электронов  $\mu_n = v/E$ .

В области I ток стока практически не зависит от  $u_c$ , но является функцией  $u_3$ . Рост  $i_c$  с уменьшением модуля  $u_3$  объясняется увеличением  $h_{\text{эфф}}$ , что вытекает из выражения (7.1). Мгновение напряжение

могут быть смоделированы простыми эквивалентными цепочками. Так, активные свойства ПТШ, т. е. возможность управления током, протекающим через канал от истока к стоку, путем изменения напряжения на затворе обычно моделируются генератором тока  $i_r(u_y, u_g)$ , включаемым между истоком и стоком (рис. 7.7), где  $u_y$  — управляющее напряжение,  $u_g$  — напряжение на генераторе.

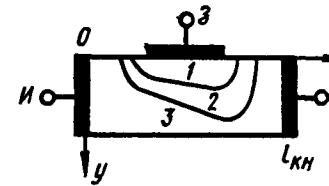


Рис. 7.6. Структура полевого транзистора СВЧ при двумерном моделировании

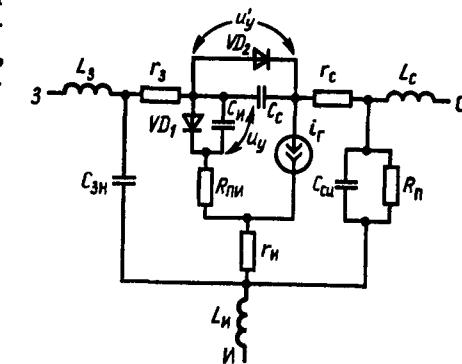


Рис. 7.7. Нелинейная эквивалентная схема полевого транзистора с барьером Шотки

Протекание тока от затвора к истоку можно смоделировать с помощью двух цепочек, включенных последовательно. Цепочка  $VD_1, C_{\text{и}}$  моделирует обедненную область, примыкающую к истоку. При закрытом барьере Шотки ток затвора — это ток через барьерную емкость  $C_{\text{и}}$ . При открытом барьере емкостью  $C_{\text{и}}$  можно пренебречь, так как появляется ток проводимости, протекающий через диод  $VD_1$ .

Переходная область и управляемая часть канала со стороны истока смоделированы сопротивлением  $R_{\text{пи}}$ . Для областей, примыкающих к стоку, имеются аналогичные элементы  $C_{\text{с}}$ ,  $VD_2$  (сопротивлением, аналогичным  $R_{\text{пи}}$ , пренебрегают, поскольку оно существенно меньше сопротивления емкости  $C_{\text{с}}$  на рабочих частотах).

Потери мощности в неуправляемых частях канала у истока и стока, а также в затворе учитывают, вводя в схему линейные сопротивления  $r_s$ ,  $r_c$  и  $r_g$ . Емкости  $C_{\text{зи}}$ ,  $C_{\text{си}}$  образованы контактными площадками затвора, истока и стока; сопротивление  $R_{\text{п}}$  моделирует буферный слой и подложку,  $L_s$ ,  $L_h$  и  $L_c$  — индуктивности выводов затвора, истока и стока соответственно.

**Нелинейные элементы эквивалентной схемы.** Параметры линейных элементов эквивалентной схемы ПТШ ( $L_s$ ,  $L_h$ ,  $L_c$ ,  $r_s$ ,  $r_c$ ,  $R_{\text{п}}$ ,  $C_{\text{зи}}$ ,  $C_{\text{си}}$ ) могут быть рассчитаны по известным размерам транзистора и его электрофизическими параметрам. Нелинейные элементы описываются соответствующими характеристиками. По результатам двумерного моделирования рассчитаны характеристики нелинейных элементов разных ПТШ, отличающихся

размерами и концентрацией доноров  $n_0$  в  $n$ -слое, и подобраны аналитические выражения для характеристик. Результаты получены В. К. Копаенко.

**Область канала.** Основной элемент эквивалентной схемы ПТШ — генератор тока — может быть описан семейством ВАХ  $i_r(u_y, u_r)$ :

$$i_r = \alpha q_0 n_0 W v(u_y, u_r) h_{\text{эфф}}(u_y, u_r), \quad (7.2)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, обусловленный влиянием неучтенных факторов;  $n_0$  — концентрация доноров в канале;  $w$  — ширина канала;  $v(u_y, u_r)$  — средняя дрейфовая скорость электронов в канале;  $h_{\text{эфф}}(u_y, u_r)$  — эффективная высота канала.

Результаты моделирования двумерных процессов показали, что при постоянном  $u_y$  и изменении  $u_r$  эффективная высота канала  $h_{\text{эфф}}$  меняется слабо. Поэтому вид выходной характеристики  $i_r(u_r)$  определяется главным образом зависимостью  $v(u_r)$ . В то же время переходная характеристика  $i_r(u_y)$  при постоянном  $u_r$  в значительной мере зависит от функции  $h_{\text{эфф}}(u_y)$ . Хорошее совпадение с результатами, полученными на ЭВМ, дает следующее выражение:

$$v(u_y, u_r) = v_{\text{нс}} \operatorname{th} \left( \frac{\beta u_r}{u_0 + u_y} \right), \quad (7.3)$$

где  $v_{\text{нс}}$  — скорость насыщения зависимости  $v(E)$  (см. рис. 7.5);  $\beta = 6,0$  — коэффициент;  $u_0 = n_0 h^2 / 2e_a$ ;  $e_a = \epsilon \epsilon_0$ ,  $\epsilon = 12,5$  для арсенида галлия.

Найдем теперь зависимость  $h_{\text{эфф}}(u_y, u_r)$ , учитывая, что при  $u_y = \varphi_b$  область объемного заряда под затвором исчезает,  $h_{\text{эфф}} = h$ , при этом ток  $i_r$  достигает максимального значения. Если  $u_y = u_{\text{отс}}$ , где

$$u_{\text{отс}} = \varphi_b - u_0 - 0,2u_r \quad (7.4)$$

— напряжение отсечки на проходной характеристике ПТШ,  $\varphi_b = 0,7$  В — потенциал барьера Шотки, то  $h_{\text{эфф}} = 0$  и  $i_r = 0$ .

Можно предложить следующую формулу, аппроксимирующую зависимость  $h_{\text{эфф}}(u_y, u_r)$ :

$$h_{\text{эфф}}(u_y, u_r) = h \left( \frac{u_y - u_{\text{отс}}}{\varphi_b - u_{\text{отс}}} \right)^2. \quad (7.5)$$

Подставляя (7.3) и (7.5) в (7.2), окончательно получаем

$$i_r(u_y, u_r) = I_{\text{нс}} \left( \frac{u_y - u_{\text{отс}}}{\varphi_b - u_{\text{отс}}} \right)^2 \operatorname{th} \left( \frac{\beta u_r}{u_y + u_0} \right), \quad (7.6)$$

где  $I_{\text{нс}} = \alpha q_0 n_0 v_{\text{нс}} h W$ . Коэффициент  $\alpha$  можно найти, сравнивая значение  $i_r$ , рассчитанное по (7.6), с измеренным значением тока стока  $i_C$  при  $u_y \approx \varphi_b$  (в статическом режиме). Как следует из рис. 7.7,  $i_r = i_C - u_C/R_{\text{пн}}$ , где  $u_C$  — напряжение на стоке.

**Обедненная область.** Область под затвором, обедненная электронами при закрытом барьеере Шотки, условно разделена на две части: одна расположена со стороны истока, другая — со стороны стока. В эквивалентной схеме ПТШ они представлены емкостями  $C_{\text{и}}$  и  $C_{\text{с}}$ . Из теории известно следующее выражение для барьерной емкости:

$$C(u) = C_0 \left( \frac{\varphi_b}{\varphi_b - u} \right)^v, \quad (7.7)$$

где  $u$  — напряжение на барьере Шотки;  $C(0)$  — емкость при  $u = 0$ . Обычно показатель степени  $v$  считается постоянным и принимается равным  $1/2$ . Однако моделирование на ЭВМ с использованием двумерной модели ПТШ показало, что значение  $v$  зависит от напряжения на затворе:

$$v = 0,5 (1 - 0,5 u_y / u_0). \quad (7.8)$$

Начальную емкость  $C_0$  можно рассчитать по формуле

$$C(0) = 1,5 \epsilon W \left( \frac{l}{h} \right)^{3/4} \left( \frac{u_0}{\varphi_b} \right)^{1/2}.$$

Если в (7.7) и (7.8) подставить  $u = u_y$  или  $u = u'_y$ , то получим вольт-фарадные характеристики емкостей  $C_{\text{и}}$  и  $C_{\text{с}}$  соответственно.

Следует отметить, что при малых напряжениях на генераторе тока емкости  $C_{\text{и}}$  и  $C_{\text{с}}$  оказываются зависимыми не только от  $u_y$  (или  $u'_y$ ), но и от  $u_r$ . Однако область малых значений  $u_r$  небольшая, поэтому этой зависимостью можно пренебречь.

**Переходная область.** В соответствии с рис. 7.7 область перехода от обедненной области под затвором к каналу представлена сопротивлением  $R_{\text{пп}}$ . Моделирование на ЭВМ показало, что это сопротивление зависит от собственного напряжения и от управляющего напряжения  $u_y$  на емкости  $C_{\text{и}}$ . Можно предложить следующую формулу, аппроксимирующую эту зависимость:

$$R_{\text{пп}} = \frac{\tau}{C_{\text{и}}(u_y)} \left[ 1 + 0,1 \left( \frac{u_R}{\varphi_b} \right)^{3/2} \right], \quad (7.9)$$

где  $\tau = 1,4 \cdot 10^{-12}$  с;  $u_R$  — напряжение на сопротивлении  $R_{\text{пп}}$ . Здесь нелинейное сопротивление  $R_{\text{пп}} = u_R / i_R$ ,  $i_R$  — ток через  $R_{\text{пп}}$ .

**Контакт металл — полупроводник.** Ток проводимости, протекающий от затвора к каналу через барьер Шотки, моделируется в схеме на рис. 7.7 диодами  $VD_1$  и  $VD_2$ . Вольт-амперные характеристики этих диодов имеют вид:

$$i_{VD1} = I_{\text{обр}} (e^{u_y/\varphi_t} - 1), \quad i_{VD2} = I_{\text{обр}} (e^{u'_y/\varphi_t} - 1), \quad (7.10)$$

где  $I_{\text{обр}}$  — ток насыщения обратносмещенного барьера Шотки;  $u_y, u'_y$  — напряжения на соответствующих диодах;  $\varphi_t$  — темпе-

ратурный потенциал. Ток  $I_{обр}$  может быть рассчитан по формуле

$$I_{обр} = A^* T^2 W e^{-\varphi_0/\varphi_T},$$

где  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона;  $A^* = 8,7 \text{ A}/(\text{см}^2 \times \text{град}^2)$  для арсенида галлия;  $T$  — абсолютная температура кристаллической решетки полупроводника. Величина  $I_{обр}$  может быть измерена на постоянном токе:  $I_{обр} = I_{30}/2$ , где  $I_{30}$  — постоянный ток затвора.

**Линейные параметры эквивалентной схемы ПТШ.** Линейные сопротивления и емкости эквивалентной схемы ПТШ могут быть рассчитаны с использованием соотношений:

$$\begin{aligned} r &= \frac{\rho_m W}{3l\delta_m}, \quad R_n = \frac{l_{kn}}{W} \left( \frac{h_b}{\rho_b} + \frac{h_p}{\rho_p} \right)^{-1}, \\ r_i &= \frac{l_i}{q_0 n_0 \mu_0 h W} + r_{kit}, \quad r_c \approx \frac{l_c}{q_0 n_0 \mu_0 h W} + r'_{kit}; \\ r_{kit} &= \frac{1}{W} \sqrt{\frac{\rho}{q_0 n_0 \mu_0 h}} \operatorname{ctg} \sqrt{\frac{l_{kit}^2}{q_0 n_0 \mu_0 h \rho_{kit}}} \end{aligned}$$

( $r'_{kit}$  — рассчитывается аналогично  $r_{kit}$  при замене  $l_{kit}$  на  $l'_{kit}$ ),

$$C_{ci} \approx \frac{1}{\pi} \epsilon W \ln \left[ 4 \left( 1 + \frac{l_{kit} + l'_{kit}}{l_{kn}} \right) \right],$$

где  $\rho_m$  — удельное сопротивление металла, из которого изготовлен затвор;  $\rho_m = (3,8 \dots 5,7) \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ;  $\delta_m$  — толщина металла затвора;  $l_{kn}$  — расстояние между стоком и истоком;  $l_i$  — расстояние между истоком и затвором;  $l_c$  — расстояние между стоком и затвором;  $\rho_b$ ,  $\rho_p$  — удельные сопротивления буферного слоя и подложки;  $h_b$ ,  $h_p$  — высота буферного слоя и подложки соответственно;  $r_{kit}$  и  $r'_{kit}$  — сопротивление омического контакта истока и стока соответственно;  $\rho_{kit} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ;  $l_{kit}$  — длина контакта истока в направлении, параллельном оси канала;  $l'_{kit}$  — длина контакта стока.

Емкость  $C_{zi}$  определяется конструкцией конкретного транзистора и обычно составляет десятые доли пикофарад ( $C_{zi} = 0,1 \dots 0,5 \text{ пФ}$ ). Индуктивность (нГн) проволочного вывода длиной  $l$  и диаметром  $d$  может быть рассчитана по формуле  $L = 0,2l[\ln(l/d) + 0,386]$ .

Для практического использования нелинейной эквивалентной схемы ПТШ нужно рассчитать или измерить следующие ее параметры:  $L_s$ ,  $L_i$ ,  $L_c$ ,  $r_s$ ,  $r_i$ ,  $r_c$ ,  $R_n$ ,  $C_{zi}$ ,  $C_i(0)$ ,  $C_c(0)$ ,  $I_{is}$ ,  $I_{обр}$ ,  $u_{otc}$ . Указанные параметры легко могут быть рассчитаны, если известны электрофизические параметры ПТШ и его размеры.

Следует отметить, что рассмотренная модель транзистора является достаточно универсальной, пригодной для режимов

как малого, так и большого сигналов. Она может быть использована в программах для ЭВМ при временному и частотному анализе схем.

#### § 7.4. Линеаризованная эквивалентная схема полевого транзистора с затвором Шотки

Нелинейными элементами эквивалентной схемы ПТШ являются емкости обедненной области  $C_{ii}(u_y)$ ,  $C_c(u'y)$ , сопротивление переходной области  $R_{ши}(u_y, u_R)$ , генератор тока  $i_r(u_y, u_R)$  и диоды  $VD_1$  и  $VD_2$ . Чтобы можно было использовать эквивалентную схему при частотном анализе с помощью ЭВМ, нужно нелинейные элементы заменить линейными аналогами, усредненными по первой гармонике.

**Емкости обедненной области.** Усредненная по первой гармонике емкость  $C_{ii}$  может быть рассчитана по формуле  $C_{ii} = Q_{y1}/U_{y1}$ , где  $Q_{y1}$  — амплитуда первой гармоники заряда обедненной области;  $U_{y1}$  — амплитуда первой гармоники напряжения на  $C_{ii}$ . Пренебрегая высшими гармониками, считаем, что

$$u_y(t) = U_{cm} + U_{y1} \cos \omega t, \quad (7.11)$$

где  $U_{cm}$  — постоянное напряжение смещения.

Мгновенный заряд на емкости  $q(t) = \int_0^{u_y} C_{ii}(u_y) du_y$ . Подставляя сюда выражение (7.11), находим  $q(t)$  и, воспользовавшись формулами для коэффициентов ряда Фурье, рассчитаем амплитуду первой гармоники  $Q_{y1}$ . Окончательно имеем

$$C_{ii1} = \frac{1}{\pi U_{y1}} \int_0^{2\pi} q(t) \cos \omega t dt. \quad (7.12)$$

Емкость  $C_{ci}$  рассчитывается по формуле (7.12) при замене  $u_y$  на  $u'y$ .

**Сопротивление переходной области.** Для расчета усредненного по первой гармонике сопротивления  $R_{ши}$  целесообразно воспользоваться соотношением (7.9), принимая во внимание, что на не слишком высоких частотах ( $f \leq 20 \text{ ГГц}$ ) напряжение  $u_R$  на этом сопротивлении мало. В этом случае

$$R_{ши} \approx \tau / C_{ii1}. \quad (7.13)$$

**Генератор тока.** Учитывая только первую гармонику напряжения  $u_R$ , представим его в виде  $u_R = U_{R1} + U_{r1} \cos(\omega t + \varphi)$ , где  $U_{R0}$  — постоянное напряжение источника питания;  $U_{r1}$  — амплитуда первой гармоники напряжения  $u_R$ ;  $\varphi$  — начальная фаза.

Функцию  $i_r(u_y, u_R)$  можно разложить в ряд Тейлора. Если амплитуды  $U_{y1}$  и  $U_{r1}$  малы, то в разложении достаточно ограни-

читься линейными членами:  $i_r(t) \approx I_0 + sU_{y1} \cos \omega t + gU_{r1} \cos(\omega t + \varphi)$ , где  $I_0 = i_r(U_{cm}, U_0)$ ;  $s = \partial i_r / \partial u_y$ ;  $g = \partial i_r / \partial u_r$ . Малосигнальные параметры  $s$  и  $g$  зависят от постоянных напряжений  $U_0$  и  $U_{cm}$ .

Для режима больших амплитуд применим ту же запись, заменив  $s$  и  $g$  на параметры большого сигнала  $S_1$  и  $G_1$ :

$$i_r(t) = I_0 + S_1 U_{y1} \cos \omega t + G_1 U_{r1} \cos(\omega t + \varphi), \quad (7.14)$$

где коэффициенты  $S_1$  и  $G_1$  являются функциями не только  $U_{cm}$  и  $U_0$ , но и амплитуд  $U_{y1}$  и  $U_{r1}$ , а также фазы  $\varphi$ .

Чтобы рассчитать  $S_1$  и  $G_1$ , применим следующий формальный прием. Сначала умножим обе части выражения (7.14) на  $\sin(\omega t + \varphi)$  и проинтегрируем полученное выражение за период колебаний  $T$ . Тогда получим соотношение

$$S_1 = + \frac{2}{TU_{y1} \sin \varphi} \int_0^T i_r(t) \sin(\omega t + \varphi) dt. \quad (7.15)$$

Аналогично, умножив (7.14) на  $\sin \omega t$ , после интегрирования получим соотношение

$$G_1 = - \frac{2}{TU_{r1} \sin \varphi} \int_0^T i_r(t) \sin \omega t dt. \quad (7.16)$$

Теперь, подставив (7.6) в (7.16) и (7.15), можем рассчитать  $S_1$  и  $G_1$ .

**Диоды.** Заменим диоды усредненными по первой гармонике проводимостями:  $G_{VD1} = I_{VD1}/U_{y1}$ ,  $G_{VD2} = I_{VD2}/U'_{y1}$ , где  $I_{VD1}$ ,  $I_{VD2}$  — амплитуды первой гармоники токов диодов. Для функции  $u_y(t)$  (7.11) амплитуда  $I_{VD1}$  может быть рассчитана по формуле

$I_{VD1} = \frac{2}{T} \int_0^T i_{VD1}(u_y) \cos \omega t dt$ . Подставляя сюда (7.10) и проводя несложные преобразования, получаем

$$I_{VD1} = 2I_{obp} e^{U_{cm}/\varphi_T} I_1(U_{y1}/\varphi_T),$$

где  $I_1(U_{y1}/\varphi_T)$  — модифицированная функция Бесселя первого порядка. Отсюда

$$G_{VD1} = 2I_{obp} e^{U_{cm}/\varphi_T} I_1(U_{y1}/\varphi_T)/U_{y1}. \quad (7.17)$$

Проводимость  $G_{VD2}$  рассчитывается также по (7.17) при замене  $U_{cm}$  на постоянное напряжение затвор — сток и  $U_{y1}$  на  $U'_{y1}$ .

## § 7.5. Проектирование усилителей мощности на ПТШ

Эквивалентная схема полевого транзистора (см. рис. 7.7) при усреднении ее параметров по первой гармонике может быть использована для частотного анализа схем с применением ЭВМ.

Как было отмечено в § 7.1, при проектировании усилителей мощности сначала следует рассчитать оптимальное сопротивление нагрузки транзистора и его входное сопротивление в оптимальном режиме, а затем согласующие цепи, а также смещения и питание.

Расчет оптимального сопротивления нагрузки  $Z_H$  и входного сопротивления  $Z_{bx}$  ПТШ. Для расчета оптимальных сопротивлений  $Z_H$  и  $Z_{bx}$  нужно осуществить серию анализов схемы усилителя в частотной области, изменяя и рассчитывая целевую функцию. Эквивалентная схема усилителя мощности для расчета на ЭВМ изображена на рис. 7.8. Здесь помимо кристалла транзистора и его выводов учтены паразитные параметры корпуса  $C_{3k}$ ,  $C_{ck}$  — емкости затвор — корпус и сток — корпус, а также  $L_{bs}$ ,  $L_{bc}$  — индуктивности выводов корпуса транзистора. Эквивалентная схема собственно кристалла транзистора изображена на рис. 7.7, возбудитель усилителя представлен генератором входного напряжения с комплексной амплитудой  $U_{bx}$  и внутренним сопротивлением  $R_{ist}$ .

Используя метод узловых потенциалов, можем составить уравнения для частотного анализа схемы усилителя мощности:

$$(AYA^t)\Phi = -AI_y, \quad (7.18)$$

где  $A$  — матрица узлов схемы рис. 7.8;  $Y$  — матрица проводимостей ветвей;  $\Phi$  — вектор-столбец комплексных амплитуд потенциалов узлов;  $t$  — символ транспортирования;  $I_y$  — вектор-столбец комплексных амплитуд управляемых источников тока.

Допустим, что в качестве целевой функции выбран коэффициент усиления мощности  $K_P$ , критерием оптимальности является максимум  $K_P$ . В этом случае возможен следующий алгоритм расчета.

1. Задаются частота  $f$ , напряжение питания  $U_0$  (паспортное значение), смещение  $U_{cm}$  ( $U_{cm} \approx u_{otc}/2$ ), параметры входного источника  $U_{bx}$  (обычно 1 В),  $R_{ist}$  (как правило, 50 Ом), начальное сопротивление  $Z_B$  (произвольно).

2. Рассчитываются параметры линейных элементов эквивалентной схемы ПТШ по формулам, приведенным в § 7.3.

3. Рассчитываются начальные значения усредненных по первой гармонике параметров нелинейных элементов:  $C_{il}$ ,  $C_{cl}$ ,  $R_{pi}$ ,  $S_1$ ,  $G_1$ ,  $G_{VD1}$ ,  $G_{VD2}$ . При этом начальные значения  $C_{il}$ ,  $C_{cl}$  могут быть рассчитаны по формулам (7.7), (7.8) при  $u_y = U_{cm}$ ;  $R_{pi}$  —

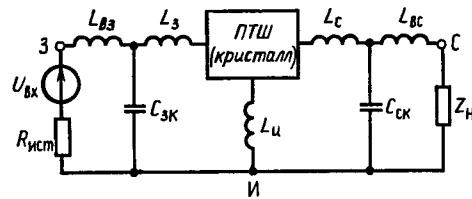


Рис. 7.8. Эквивалентная схема усилителя мощности на ПТШ

по формуле (7.13);  $S_1$  и  $G_1$  вычисляются как производные зависимостей  $i_r(u_y)$  и  $i_r(u_r)$  при  $u_y = U_{cm}$ ,  $u_r = U_0$ .

4. Решается система уравнений (7.18) и определяются амплитуды напряжений  $U_{yl}$ ,  $U'_{yl}$ ,  $U_{rl}$  и фаза  $\phi$ .

5. Полученные значения  $U_{yl}$ ,  $U'_{yl}$ ,  $U_{rl}$  и  $\phi$  подставляют в формулы (7.12), (7.13), (7.15)–(7.17) и рассчитывают уточненные значения параметров  $C_{il}$ ,  $C_{cl}$ ,  $R_{th}$ ,  $S_1$ ,  $G_1$ ,  $G_{Vd1}$ ,  $G_{Vd2}$ .

6. Вновь решается система уравнений (7.18) с уточненными параметрами нелинейных элементов. Подобный итерационный процесс заканчивается тогда, когда разница между нормами вектора потенциалов  $\Phi$  на  $k$ -й и  $(k-1)$ -й итерациях становится меньше заданного значения.

7. Рассчитывается коэффициент усиления мощности  $K_p$ .

8. Повторяются п. 4–7 для других значений  $Z_h$  и выбирается оптимальное сопротивление нагрузки по критерию максимума  $K_p$ .

9. Рассчитывается входное сопротивление  $Z_{bx}$  транзистора при оптимальном значении  $Z_h$ .

10. Если необходимо, подобным же образом оптимизируются напряжения  $U_{cm}$ ,  $U_0$ .

**Согласующие цепи.** Зная оптимальное значение  $Z_h$  и соответствующее ему значение  $Z_{bx}$ , можно рассчитать согласующие цепи усилителя. Если усилитель узкополосный, то СЦ могут быть выполнены в виде одно- или двухшлейфных трансформаторов из отрезков МПЛ.

**Цепи питания и смещения.** Цепи для подачи постоянных напряжений  $U_0$  и  $U_{cm}$  на электроды ПТШ целесообразно выполнить так же, как и в диодных генераторах (см. § 6.5).

**Пример расчета.** Рассчитаем усилитель мощности на ПТШ типа АП1602А, работающий на частоте 4,5 ГГц. Параметры линейных элементов эквивалентной схемы усилителя представлены в табл. 7.1, где все индуктивности приведены в нГн, емкости — в пФ, сопротивления — в Ом.

Таблица 7.1

$L_{ba}$	$L_b$	$L_c$	$L_{bc}$	$L_h$	$C_{bx}$	$C_{ck}$	$C_{bi}$	$C_{ci}$	$R_b$	$R_c$	$R_h$
0,5	0,5	0,5	0,5	0,1	0,5	0,5	0,4	0,1	3	3	3

Таблица 7.2

$R_h$ , Ом	$X_h$ , Ом	$R_{bx}$ , Ом	$X_{bx}$ , Ом	$P_{vmax}$ , Вт	$K_p$ , дБ	КПД, %
20	20	7	6	0,2	8,7	40

Результаты расчета оптимального сопротивления нагрузки  $Z_h = R_h + jX_h$ , входного сопротивления  $Z_{bx} = R_{bx} + jX_{bx}$ , выходной мощности  $P_{vmax}$ , коэффициента усиления мощности  $K_p$  и КПД приведены в табл. 7.2.

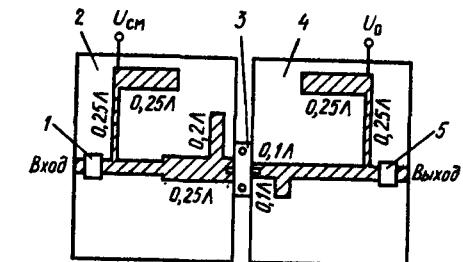


Рис. 7.9. Топология усилителя мощности на ПТШ:  
1, 5 – разделительные конденсаторы;  
2, 4 – диэлектрическая подложка; 3 – полевой транзистор

По известным  $Z_h$  и  $Z_{bx}$  с использованием круговой диаграммы полных сопротивлений была рассчитана топологическая схема усилителя мощности (рис. 7.9).

## ГЛАВА 8

### ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ

#### § 8.1. Общая характеристика малошумящих усилителей

Радиоприемные устройства СВЧ широко применяются в радиолокации, системах космической связи, радиоастрономии, системах высококачественного телевидения и т. п. По сравнению с приемниками длинных, средних, коротких и ультракоротких волн радиоприемные устройства СВЧ обладают рядом особенностей. Так, в диапазоне СВЧ уровень внешних помех чрезвычайно мал, если, конечно, помехи не создаются преднамеренно. Основную роль играют внутренние шумы радиоприемного устройства, которые и ограничивают его чувствительность. В связи с этим в радиоприемных устройствах диапазона СВЧ большое внимание уделяется уменьшению уровня шумов всех элементов: частотно-избирательных систем, усилителей, преобразователей частоты и др. Первые каскады радиоприемного устройства обязательно должны быть малошумящими. Отметим, что создание малошумящих усилителей СВЧ — одна из важнейших проблем современной радиоприемной техники.

Самыми малошумящими из усилителей СВЧ являются в настоящее время *квантовые параметрические усилители* (мазеры), которые характеризуются чрезвычайно низкими шумовыми температурами (менее 20 К) и, как следствие, весьма высокой чувствительностью. Однако в состав квантового усилителя входит криогенная система охлаждения (до температуры жидкого гелия 4,2 К), имеющая большие габариты и массу, высокую сто-

мость, а также громоздкая магнитная система для создания сильного постоянного магнитного поля. Все это ограничивает область применения квантовых усилителей уникальными радиосистемами — космической связи, дальней радиолокации и т. п.

Необходимость миниатюризации радиоприемных устройств СВЧ диапазона, повышения их экономичности, уменьшения стоимости привели к интенсивному развитию малошумящих усилителей на полупроводниковых приборах, к которым относятся полупроводниковые параметрические, на туннельных диодах и транзисторные усилители СВЧ.

*Полупроводниковые малошумящие усилители* начали разрабатываться сравнительно недавно. В конце 50-х годов появились полупроводниковые параметрические усилители, в 1958 г. был создан туннельный диод, в начале 60-х годов благодаря успехам в технологии диффузионных транзисторов — транзисторные усилители СВЧ.

*Полупроводниковые параметрические усилители* (ППУ) работают в широком диапазоне частот (0,3 ... 35 ГГц), имеют полосы пропускания от долей до нескольких процентов от центральной частоты (типичные значения 0,5 ... 7%, но могут быть получены полосы до 40%); коэффициент передачи одного каскада достигает 17 ... 30 дБ, динамический диапазон входных сигналов 70 ... 80 дБ, мощность насыщения 1 ... 10 мкВт. В качестве генераторов накачки используются генераторы на лавинно-пролетных диодах и на диодах Ганна, а также на транзисторах СВЧ (с умножением и без умножения частоты). Полупроводниковые параметрические усилители являются самыми малошумящими из полупроводниковых усилителей и вообще из всех неохлаждаемых усилителей СВЧ. Их шумовая температура находится в интервале от десятков (на дециметровых волнах) до сотен (на сантиметровых волнах) градусов Кельвина. При глубоком охлаждении (до 20 К и ниже) по шумовым свойствам они сравнимы с квантовыми усилителями. Однако система охлаждения увеличивает габариты, массу, потребляемую мощность и стоимость ППУ. Поэтому охлаждаемые ППУ используются в основном в наземных радиосистемах, где требуются высокочувствительные радиоприемные устройства, а габариты, масса и потребляемая мощность не столь существенны.

К достоинствам ППУ по сравнению с усилителями на туннельных диодах и транзисторах СВЧ помимо лучших шумовых свойств следует отнести способность работать в диапазоне более высоких частот, большее усиление одного каскада, возможность быстрой и простой электронной перестройки по частоте (в пределах 2 ... 30%). Недостатками ППУ являются наличие СВЧ-генератора накачки, меньшая полоса пропускания, большие габариты и масса, значительно большая стоимость, в отличие от транзисторных усилителей СВЧ необходимы развязывающие устройства для включения в радиотракт.

*Усилители на туннельных диодах* имеют по сравнению с другими полупроводниковыми малошумящими усилителями меньшие габариты и массу, определяемые главным образом габаритами и массой ферритовых циркуляторов и вентиляй, меньший уровень потребляемой мощности и широкую полосу пропускания. Они работают в диапазоне частот 1 ... 20 ГГц, имеют относительную полосу пропускания 1,7 ... 65% (типовые значения 3,5 ... 18%), коэффициент передачи одного каскада 6 ... 20 дБ (типовые значения 12 ... 17 дБ), коэффициент шума 3,5 ... 4,5 дБ на дециметровых волнах и 4 ... 7 дБ на сантиметровых, динамический диапазон входных сигналов составляет 50 ... 90 дБ (типичные значения 65 ... 70 дБ). Усилители на туннельных диодах применяются в основном в устройствах, где на малой площади необходимо разместить большое количество легких и малогабаритных усилителей, например в активных фазированных антенных решетках. Однако в последнее время усилители на туннельных диодах из-за присущих им недостатков (сравнительно высокий коэффициент шума, недостаточный динамический диапазон, малая электрическая прочность туннельного диода, сложность обеспечения устойчивости, необходимость развязывающих устройств) интенсивно вытесняются транзисторными усилителями СВЧ.

Основные преимущества полупроводниковых малошумящих усилителей — малые габариты и масса, малое энергопотребление, большой срок службы, возможность построения интегральных схем СВЧ — позволяют использовать их в бортовой аппаратуре и в активных фазированных антенных решетках. Причем наибольшую перспективу имеют транзисторные усилители СВЧ.

## § 8.2. Основные характеристики регенеративных резонансных усилителей

*В полупроводниковых параметрических усилителях, усилителях на туннельных диодах и на лавинно-пролетных диодах* используется принцип регенеративного усиления, поэтому они называются *регенеративными резонансными усилителями*. Во всех регенеративных резонансных усилителях имеется резонатор, к которому подключается элемент с отрицательным сопротивлением, частично компенсирующим потери в резонаторе и подводящих линиях. Усиление по мощности происходит за счет энергии, затрачиваемой на создание отрицательного сопротивления. Физическая природа образования отрицательного сопротивления различная: в ППУ — за счет параметрического изменения (накачки) нелинейной емкости *p-n*-перехода, в усилителях на туннельных диодах — за счет наличия падающего участка вольт-амперной характеристики диода, обусловленного туннельным эффектом, в усилителях на лавинно-пролетных диодах — благодаря лавинному пробою полупроводниковых диодов. Мы будем рассматривать лишь полупроводниковые параметрические уси-

лители, так как лавинно-пролетные диоды используют преимущественно в генераторах СВЧ.

Регенеративные резонансные усилители подразделяются на проходные (рис. 8.1, а) и отражательные (рис. 8.1, б). Проходные усилители, несмотря на простоту конструкции, в настоящее время практически не используются, так как имеют больший коэффициент шума, чем отражательные усилители, меньшую поло-

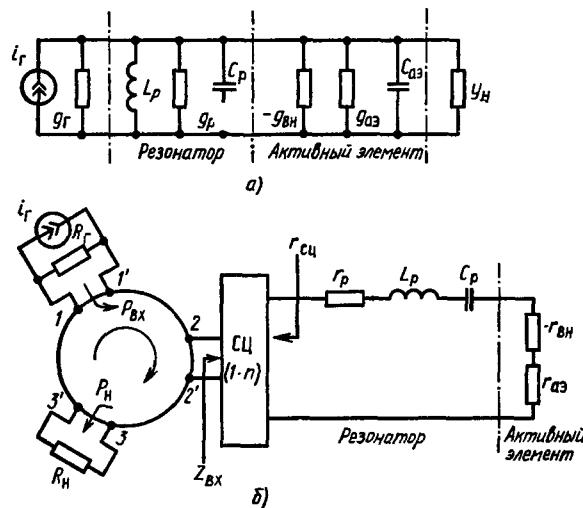


Рис. 8.1. Эквивалентные схемы регенеративных резонансных усилителей проходного (а) и отражательного (б) типов

су пропускания при одинаковом коэффициенте передачи мощности и согласование их с источником сигнала достаточно сложное.

Рассмотрим сначала характеристики отражательных резонансных усилителей. Их эквивалентная схема приведена на рис. 8.1, б. К трехплечему циркулятору подключены генератор сигнала, резонатор и нагрузка. Резонатор подключен к циркулятору через согласующую цепь (СЦ), осуществляющую трансформацию сопротивлений: выходное сопротивление СЦ

$$r_{c_{sq}} = n^2 Z_0, \quad (8.1)$$

где  $Z_0$  — волновое сопротивление циркулятора;  $n$  — коэффициент трансформации. Активный элемент (АЭ) вносит в резонатор отрицательное сопротивление  $-r_{vn}$ ;  $r_{av}$  — сопротивление потерь АЭ.

Энергия генератора сигнала, подводимая к плечу 1 циркулятора, направляется в плечо 2, к которому подключены резонатор и активный элемент. При этом мощность, отраженная от плеча 2,

превышает падающую мощность и направляется в плечо 3, к которому подключена нагрузка. При согласовании нагрузки с циркулятором ( $R_H = Z_0$ ) коэффициент передачи мощности отражательного регенеративного резонансного усилителя равен отношению мощности, отраженной от плеча 2, к входной мощности, т. е. равен квадрату модуля коэффициента отражения от плеча 2:

$$K_P = \frac{P_H}{P_{\text{вх}}} = |\Gamma_2|^2, \quad (8.2)$$

где  $\Gamma_2 = (Z_{\text{вх}} - Z_0)/(Z_{\text{вх}} + Z_0)$  — коэффициент отражения от плеча 2;  $Z_{\text{вх}}$  — входное сопротивление плеча 2. Благодаря тому, что активная составляющая  $Z_{\text{вх}}$  отрицательна, модуль коэффициента отражения  $|\Gamma_2| > 1$ . На резонансной частоте  $Z_{\text{вх}} = (r_p + r_{av} - r_{vn})/n^2$ , отсюда из (8.2) резонансный коэффициент передачи мощности

$$K_{P0} = \left( \frac{r_p + r_{av} - r_{vn} - r_{c_{sq}}}{r_p + r_{av} - r_{vn} + r_{c_{sq}}} \right)^2 = \left( \frac{\beta + \gamma}{\beta - \gamma} \right)^2, \quad (8.3)$$

где  $\gamma = r_{vn}/(r_{c_{sq}} + r_p + r_{av})$  — коэффициент регенерации;  $\beta = (r_{c_{sq}} - r_p - r_{av})/(r_{c_{sq}} + r_p + r_{av})$  — коэффициент, учитывающий потери в резонаторе (при  $r_p + r_{av} \rightarrow 0$   $\beta \rightarrow 1$ ).

Зависимость  $K_{P0}$  от  $\gamma$  при нескольких значениях  $\beta$  приведена на рис. 8.2.

Рассмотрим, как зависит коэффициент передачи мощности (8.3) от значения вносимого сопротивления:

1) при  $r_{c_{sq}} = r_p + r_{av} - r_{vn}$  в плече 2 имеет место согласование, коэффициент отражения  $\Gamma_2 = 0$  и  $K_{P0} = 0$ ;

2) при  $r_{vn} = r_p + r_{av}$  в плече 2 скомпенсированы потери в резонаторе, вся мощность сигнала отражается от плеча 2 без потерь и  $K_{P0} = 1$ ;

3) при  $r_{vn} = r_p + r_{av} + r_{c_{sq}}$  в плече 2 скомпенсированы все потери, в усилителе возникают автоколебания, что соответствует  $K_{P0} \rightarrow \infty$ .

Таким образом, коэффициент передачи мощности находится в пределах  $1 \leq K_{P0} < \infty$  при выполнении условий

$$r_p + r_{av} \leq r_{vn} < r_p + r_{av} + r_{c_{sq}}. \quad (8.4)$$

Коэффициент передачи мощности  $K_{P0}$  изменяется путем подбора отрицательного вносимого сопротивления  $-r_{vn}$  и (или) вы-

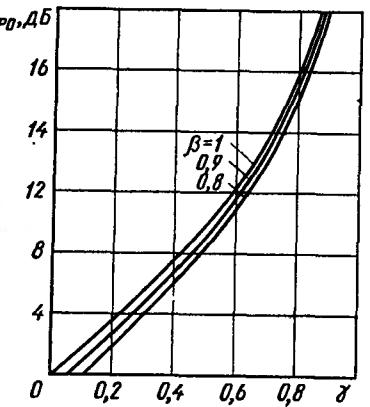


Рис. 8.2. Зависимость  $K_{P0}$  от коэффициента регенерации  $\gamma$

ходного сопротивления СЦ  $r_{\text{сц}}$  (8.1). Из выражения (8.3) вытекает, что требуемое значение  $K_{P0}$  обеспечивается при *выходном сопротивлении СЦ*

$$r_{\text{сц}} = \frac{\sqrt{K_{P0}} + 1}{\sqrt{K_{P0}} - 1} (r_{\text{вн}} - r_p - r_{\text{аэ}}). \quad (8.5)$$

Отсюда определим коэффициент трансформации  $n = \sqrt{r_{\text{сц}}/Z_0}$ .

Заметим, что все регенеративные усилители требуют тщательного согласования и настройки, так как коэффициент передачи  $K_{P0}$  весьма чувствителен к изменениям сопротивлений  $r_{\text{вн}}$ ,  $r_p$ ,  $r_{\text{аэ}}$  и  $r_{\text{сц}}$ . Однако наличие циркулятора в отражательном усилителе ослабляет связь между входными и выходными цепями, что повышает его устойчивость и стабильность характеристик по сравнению с усилителями проходного типа.

На практике коэффициент передачи мощности ограничивают ввиду большой чувствительности  $K_{P0}$  регенеративного усилителя к изменению параметра  $\gamma$ . Действительно, из выражения (8.3) вытекает, что относительная чувствительность

$$\frac{dK_{P0}/K_{P0}}{d\gamma/\gamma} = \frac{2\gamma(1+\beta)}{(1-\gamma)(\beta+\gamma)} \approx \sqrt{K_{P0}} \quad (8.6)$$

возрастает при  $\gamma \rightarrow 1$ , т. е. при увеличении  $K_{P0}$  (приближение равенство справедливо при  $\gamma \rightarrow 1$  и  $\beta \rightarrow 0$ ). Поэтому в реальных конструкциях регенеративных усилителей  $K_{P0} \leq 10 \dots 15$  дБ.

Частотная характеристика отражательного усилителя определяется в основном резонансной системой (при широкополосном согласовании на зажимах 1 и 3 циркулятора). Представляя резонатор в виде одиночного последовательного колебательного контура, как показано на рис. 8.1, б, находим выражение для зависимости коэффициента передачи мощности от частоты

$$K_P(j\omega) = \left| \frac{\beta + \gamma - j\xi}{1 - \gamma + j\xi} \right|^2, \quad (8.7)$$

где  $\xi \approx \frac{2(\omega - \omega_0)}{(r_{\text{сц}} + r_p + r_{\text{аэ}})\omega_0^2 C_p}$  — обобщенная расстройка;  $\omega_0 = 1/\sqrt{L_p C_p}$  — резонансная частота. Отсюда определим полосу пропускания отражательного усилителя по уровню уменьшения коэффициента передачи мощности в два раза:

$$\Pi = \frac{(\beta + \gamma)(r_{\text{сц}} + r_p + r_{\text{аэ}})}{2\pi L_p \sqrt{K_{P0} - 2}}. \quad (8.8)$$

Отсюда следует, что чем больше коэффициент передачи  $K_{P0}$ , тем меньше полоса пропускания  $\Pi$ . На рис. 8.3 приведены графики нормированной частотной характеристики отражательного регенеративного усилителя для нескольких значений резонансного коэффициента передачи мощности, которые иллюстрируют взаимосвязь между полосой пропускания  $\Pi$  и резонансным коэф-

фициентом передачи мощности  $K_{P0}$ . Для расширения полосы пропускания без уменьшения  $K_{P0}$  применяют специальные корректирующие цепи (см. § 8.7).

**Коэффициент шума** отражательного усилителя найдем с помощью эквивалентной схемы (рис. 8.4), в которую включены источники тепловых шумов генератора сигнала ( $i_{\text{шг}}$ ), резонатора ( $e_{\text{шр}}$ ), нагрузки ( $i_{\text{ши}}$ ) и активного элемента ( $e_{\text{шаз}}$ ), создающего отрицательное сопротивление. Дисперсии шумов этих источников:

$$\overline{i_{\text{шг}}^2} = 4kT_0 \Pi_{\text{ш}} / R_r, \quad \overline{i_{\text{ши}}^2} = 4kT_n \Pi_{\text{ш}} / R_n, \\ \overline{e_{\text{шр}}^2} = 4kT_p \Pi_{\text{ш}} r_p.$$

Здесь  $T_0 = 293\text{K}$  — стандартная температура;  $T_p$  — температура резонатора;  $T_n$  — температура нагрузки;  $\Pi_{\text{ш}}$  — эквивалентная

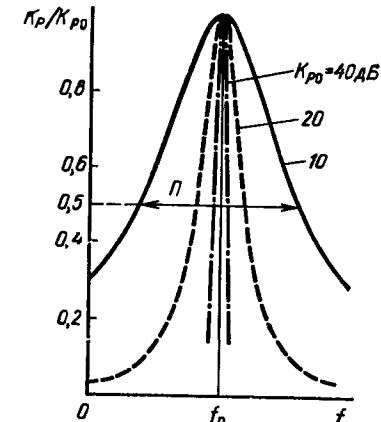


Рис. 8.3. Нормированные частотные характеристики отражательного регенеративного усилителя

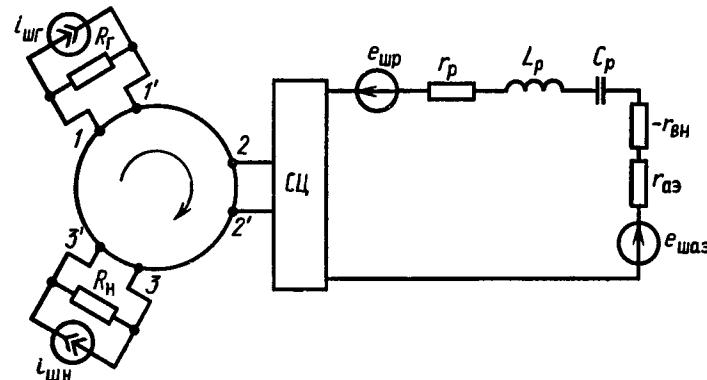


Рис. 8.4. Шумовая эквивалентная схема отражательного регенеративного усилителя

шумовая полоса пропускания отражательного усилителя. Дисперсия  $e_{\text{шаз}}^2$  определяется для каждого физического способа создания отрицательного сопротивления.

Расчет коэффициента шума в окрестности центральной частоты при выполнении условий согласования в плечах 1 и 3 и в пренебрежении потерями в циркуляторе приводит к соотношению

$$K_{\text{ш}} = 1 + \frac{4 [T_p r_p + e_{\text{шаз}}^2 / (4k\Pi_{\text{ш}})] r_{\text{сц}}}{T_0 K_{P0} (r_{\text{сц}} + r_p + r_{\text{аэ}} - r_{\text{вн}})^2} + \frac{T_n}{K_{P0} T_0}. \quad (8.9)$$

Из выражения (8.9) видно, что влияние шумов нагрузки уменьшается при увеличении  $K_{P0}$ , что является еще одним преимуществом отражательного усилителя по сравнению с проходным усилителем, в котором нагрузка подключена непосредственно к резонатору.

Формула (8.9) определяет коэффициент шума отражательного усилителя  $K_{\text{ш}}$  без учета потерь в циркуляторе. Приняв, что коэффициент потерь в одном плече циркулятора равен  $L_{\text{n}}$ , по формуле расчета коэффициента шума каскадного соединения четырехполюсников найдем коэффициент шума отражательного усилителя с учетом потерь в двух плечах циркулятора:

$$K_{\text{шB}} = 1 + \frac{T_{\text{n}}}{T_0} (L_{\text{n}} - 1) + (K_{\text{ш}} - 1)L_{\text{n}} + \frac{T_{\text{n}}(L_{\text{n}} - 1)L_{\text{n}}}{T_0 K_{P0}}, \quad (8.10)$$

где  $T_{\text{n}}$  — температура циркулятора.

### § 8.3. Функциональная схема многочастотного ППУ

Обсудим соотношения Мэнли — Роу, позволяющие получить качественные характеристики ППУ без их подробного анализа. На рис. 8.5 изображена функциональная схема многочастотного ППУ, на которой полупроводниковый диод представлен идеализировано в виде нелинейной емкости без потерь  $C(u)$ . На нелинейную емкость от двух генераторов с ЭДС  $e_1(t)$  и  $e_2(t)$  подаются колебания на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  соответственно, в результате чего в общем случае возникают колебания на комбинационных

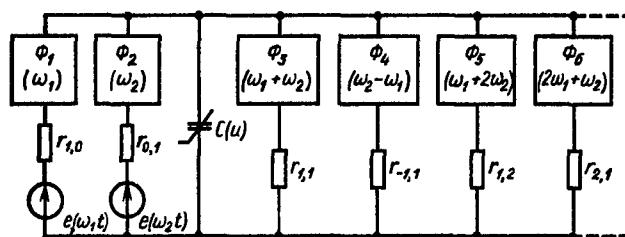


Рис. 8.5. Функциональная схема многочастотного параметрического усилителя

частотах  $m\omega_1 + n\omega_2$ , где  $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Нелинейная емкость соединена с параллельно включенными избирательными фильтрами  $\Phi_i$ , каждый из которых представляет резонансную систему с последовательным резонансом, имеющую бесконечно малое сопротивление на одной из комбинационных частот  $m\omega_1 + n\omega_2$  и бесконечно большое на других комбинационных частотах (нагрузка каждой ветви обозначена  $r_{m,n}$ ).

В нелинейной емкости происходит преобразование энергии колебаний одной частоты в энергию колебаний других частот.

В результате такого обмена на одних частотах мощность поглощается, а на других отдается во внешние цепи. При этом для нелинейной емкости без потерь сумма потоков мощностей, поступающих на него на всех частотах, равна нулю. Мэнли и Роу показали, что при подаче на нелинейную емкость без потерь колебаний на двух частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$  справедливы соотношения

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{m P_{m,n}}{m \omega_1 + n \omega_2} = 0, \quad (8.11)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n P_{m,n}}{m \omega_1 + n \omega_2} = 0, \quad (8.12)$$

где  $P_{m,n} = P(|m\omega_1 + n\omega_2|)$  — средняя мощность, поступающая в нелинейную емкость на частотах  $\pm(m\omega_1 + n\omega_2)$ .

Детализируем уравнения Мэнли — Роу (8.11), (8.12) для двухконтурного ППУ, в котором имеются три резонатора (рис. 8.6, a)\*. Два резонатора настроены на частоты  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , третий резонатор — на комбинационную частоту  $\omega_3 = m\omega_1 + n\omega_2$ . Положим для определенности, что  $\omega_1$  — частота сигнала,  $\omega_2$  — частота накачки. В малошумящем ППУ мощность источника сигнала  $P_1$  много меньше мощности накачки  $P_2$ , что упрощает дальнейший анализ. Обсудим два наиболее важных частных случая двухконтурных ППУ.

1. Нерегенеративный усилитель-преобразователь с повышением частоты ( $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ). Если используется комбинационная частота  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  ( $m = n = 1$ ), то уравнение (8.11) преобразуется в соотношение

$$\frac{P_{1,0}}{\omega_1} + \frac{P_{1,1}}{\omega_1 + \omega_2} = 0, \text{ т. е. } \frac{P_1}{\omega_1} + \frac{P_3}{\omega_3} = 0, \quad (8.13)$$

а уравнение (8.12) — в соотношение

$$\frac{P_{0,1}}{\omega_2} + \frac{P_{1,1}}{\omega_1 + \omega_2} = 0, \text{ т. е. } \frac{P_2}{\omega_2} + \frac{P_3}{\omega_3} = 0, \quad (8.14)$$

где  $P_1 = P_{1,0}$  — мощность сигнала;  $P_2 = P_{0,1}$  — мощность накачки;  $P_3 = P_{1,1}$  — мощность на комбинационной частоте.

Во внешней цепи нет источников энергии на частоте  $\omega_3$ , поэтому мощность  $P_3 < 0$ . Тогда из уравнения (8.14) следует, что

\* При классификации ППУ по числу контуров не учитывается контур накачки.

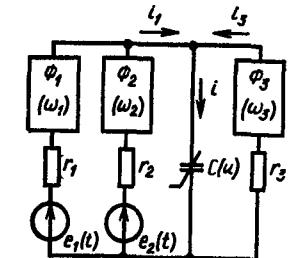


Рис. 8.6. Функциональная схема двухконтурного параметрического усилителя

$P_2 > 0$ , а из уравнения (8.13) следует, что  $P_1 > 0$  (т. е. усилитель абсолютно устойчив) и что  $|P_3| = (\omega_3/\omega_1)P_1$ . Отсюда вытекает, что при отборе выходной мощности на комбинационной частоте  $\omega_3$  в такой системе, называемой нерегенеративным усилителем-преобразователем с повышением частоты, максимальный коэффициент передачи мощности

$$|P_3|/P_1 = \omega_3/\omega_1. \quad (8.15)$$

На практике наличие потерь в схеме существенно сказывается на реальных характеристиках усилителя и поэтому необходим более подробный его анализ.

**2. Регенеративный усилитель и регенеративный усилитель-преобразователь частоты** ( $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$ ). Если используется комбинационная частота  $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$  ( $\omega_2 > \omega_1$ ,  $m = -1$ ,  $n = 1$ ), то уравнения (8.11), (8.12) преобразуются следующим образом:

$$\frac{P_1}{\omega_1} - \frac{P_3}{\omega_3} = 0, \quad \frac{P_2}{\omega_1} + \frac{P_3}{\omega_3} = 0, \quad (8.16)$$

где  $P_1 = P_{1,0}$  — мощность сигнала;  $P_2 = P_{0,1}$  — мощность накачки;  $P_3 = P_{-1,1}$  — мощность на комбинационной частоте.

Так как  $P_3 < 0$  и  $\omega_3 > 0$ , то из второго уравнения (8.16) следует, что  $P_2 > 0$ , а из первого уравнения (8.16) — что  $P_1 < 0$ . Это означает, что мощность потребляется от генератора накачки и преобразуется в мощность на частоте сигнала и комбинационной частоте.

Если выходная мощность отбирается на комбинационной частоте  $\omega_3$ , то такая система называется *регенеративным усилителем-преобразователем частоты*. Если выходная мощность отбирается на частоте сигнала  $\omega_1$  (как в отражательном усилителе на рис. 8.1, б), то такая система называется *регенеративным усилителем*.

Коэффициент усиления регенеративной системы может быть любым (так как система потенциально неустойчива). Однако, как следует из соотношений (8.6), (8.8), увеличение усиления приводит к уменьшению полосы пропускания и стабильности усилителя. В уравнениях (8.16) мощность  $P_1$  равна результирующей мощности, поступающей на нелинейную емкость, и ее нельзя разделить на падающую от источника сигнала и на отраженную мощность. Поэтому эти уравнения не позволяют определить коэффициент передачи мощности регенеративных систем, а только показывают, при каком значении комбинационной частоты  $\omega_3$  возможно усиление. (Проверьте, что при  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$  и  $\omega_2 < \omega_1$  усиление невозможно.)

В регенеративном усилителе, если входная и выходная частоты равны  $\omega_1$ , мощность на частоте  $\omega_3$  просто рассеивается и в схеме не используется. Поэтому комбинационную частоту  $\omega_3$  обычно называют *холостой частотой*. Колебание на холостой частоте взаимодействует на нелинейной емкости с колебаниями на-

качки, что приводит к появлению колебаний на частоте сигнала  $\omega_1$ . Поэтому подавление колебаний на холостой частоте приводит к уменьшению усиления на частоте сигнала. Если  $\omega_1 \approx 0,5\omega_2$ , то  $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1 \approx \omega_1$  и тогда最难 with the help of filters to divide the circuit into signal frequency and load frequency; such amplifiers are called *degenerated*.

На практике проведенного качественного анализа недостаточно и требуется более детальный анализ отражательного регенеративного усилителя с учетом сопротивления потерь параметрического диода.

#### § 8.4. Параметрические диоды

Характеристики параметрических усилителей и преобразователей частоты в основном определяются свойствами *параметрического диода* (ПД) — диода с управляемой емкостью (варикапа). Эквивалентная схема ПД показана на рис. 8.7, а, где  $C(u) = dq/du$  — барьерная дифференциальная емкость  $p-n$ -перехода;  $q$  — заряд на емкости;  $r_n$  — последовательное сопротивление потерь диода;  $C_{\text{кор}}$  — емкость корпуса;  $L_b$  — индуктивность

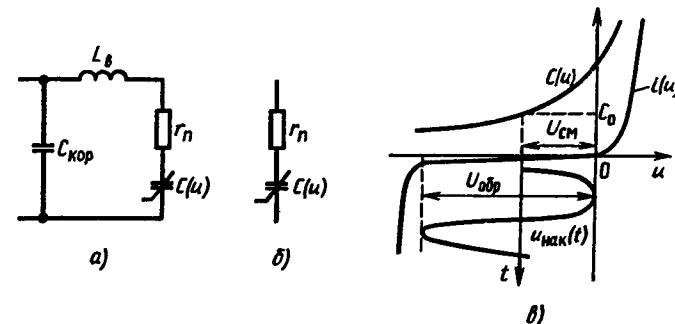


Рис. 8.7. Полная (а) и упрощенная (б) эквивалентные схемы, вольт-амперная и вольт-фарадная характеристики (в) параметрического диода

выводов. Примерная зависимость барьерной емкости  $C(u)$  от напряжения  $u$  на  $p-n$ -переходе и вольт-амперная характеристика показаны на рис. 8.7, в. Параметрический диод используется при закрытом  $p-n$ -переходе, для чего от специального источника напряжения на него подается отрицательное смещение  $U_{\text{cm}}$ .

Барьерная емкость зависит от напряжения на переходе нелинейно:

$$C(u) = C(0) \sqrt[n]{\varphi_k / (\varphi_k - u)}. \quad (8.17)$$

Здесь  $C(0)$  — барьерная емкость при  $u=0$ ;  $\varphi_k$  — контактная разность потенциалов ( $\varphi_k = 0,7$  В для кремния и 1,2 В для арсенида галлия);  $n$  — параметр, зависящий от типа перехода ( $n=3$

для диодов с плавным *p-n*-переходом,  $n=2$  для диодов с резким переходом, в том числе для большинства диодов с барьером Шотки).

Для упрощения конструкции параметрических усилителей контур холостой частоты стремятся реализовать на собственных реактивностях ПД, частоты последовательного  $f_{\text{посл}}$  и параллельного  $f_{\text{пар}}$  резонансов которого определяются выражениями (см. рис. 8.7, а):

$$f_{\text{посл}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_b C_0}}, \quad f_{\text{пар}} = \frac{\sqrt{1 + C_0/C_{\text{кор}}}}{2\pi \sqrt{L_b C_0}}, \quad (8.18)$$

где  $C_0$  — емкость *p-n*-перехода (8.17) в рабочей точке при  $u = -U_{\text{см}}$ .

Параметры современных ПД приведены в справочной литературе. Наиболее широкое распространение в настоящее время получили диоды Шотки из арсенида галлия, хотя еще используются и кремниевые диоды. Если для первых поколений ПД типичны параметры:  $r_n = 1 \dots 5$  Ом;  $C_{\text{кор}} = 0,2$  пФ;  $L_b = 1$  нГн, то в настоящее время емкость корпуса лучших образцов диодов  $C_{\text{кор}}$  снижена до  $0,1 \dots 0,15$  пФ, а индуктивность выводов  $L_b$  — до  $0,1$  нГн. Серийно выпускаемые ПД, применяемые в ППУ с частотой накачки до 100 ГГц, имеют металлокерамический аксиальный

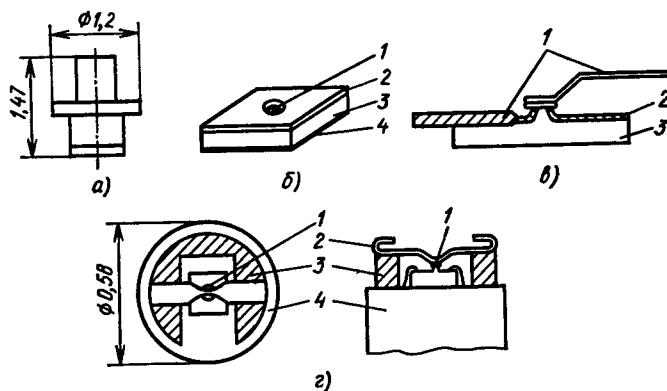


Рис. 8.8. Конструкции параметрических диодов:

**а** — в металлокерамическом аксиальном корпусе; **б** — бескорпусная структура (**1** — металл; **2** — диэлектрик; **3** — полупроводник; **4** — омический контакт); **в** — с балочными выводами (**1** — золотая лента; **2** — металлизированный участок; **3** — полупроводник); **г** — на держателе (**1** — полупроводник; **2** — золотая лента; **3** — кварц; **4** — медный стержень)

ный корпус (на рис. 8.8, а приведены минимальные размеры корпуса, определяемые механической прочностью и герметичностью корпуса). Собственные частоты резонансов ПД такой конструкции:  $f_{\text{посл}} \approx 50$  ГГц и  $f_{\text{пар}} \approx 70$  ГГц. Повышение этих частот достигается при переходе к бескорпусным диодам, которые реали-

зуются в двух видах: структуры в виде кристаллов, в которых заранее не реализован вывод к барьерному контакту, и структуры на негерметизированном держателе. Бескорпусные структуры используются в диапазоне миллиметровых волн, они представляют собой кристаллы с одним барьером и монтируются в гибридной интегральной схеме (рис. 8.8, б) (отсутствие корпуса позволяет снизить емкость монтажа до  $0,01 \dots 0,02$  пФ). В опытных образцах ППУ применяют также различные варианты диодов на держателях, два из которых показаны на рис. 8.8, в, г ( $C_{\text{кор}} \approx 0,025$  пФ,  $L_b \approx 0,08$  нГн),

**Характеристики нелинейной емкости при воздействии накачки.** Для анализа нелинейной схемы ППУ следует аппроксимировать вольт-фарадную характеристику *p-n*-перехода  $C(u)$ , определить форму напряжения накачки на переходе  $u_{\text{нак}}(t)$  и тока накачки  $i_{\text{нак}}(t)$  и затем определить закон изменения во времени параметрической емкости  $C(t)$ . В зависимости от соотношения между сопротивлением *p-n*-перехода ПД и сопротивлением резонатора в цепи накачки синусоидальны напряжение на переходе или ток накачки через переход. В настоящее время доминирующим стал режим накачки синусоидальным током  $i_{\text{нак}}(t)$ , обеспечивающим большие глубины модуляции емкости и стабильность ППУ. Для обеспечения накачки синусоидальным током сопротивление резонатора в цепи накачки должно быть велико для всех гармоник частоты накачки  $\omega_{\text{нак}}$ . При накачке синусоидальным током удобнее пользоваться не емкостью  $C(t)$ , а обратной величиной  $S(t) = 1/C(t)$ , называемой эластансом или электрической жесткостью *p-n*-перехода.

Напряжение  $u(t)$  на емкости *p-n*-перехода и ток через него связаны соотношением

$$u(t) = \int \frac{i(t)}{C(t)} dt = \int S(t) i(t) dt = f[q(t)].$$

Представим напряжение на переходе в виде  $u(t) = u_{\text{нак}}(t) + \Delta u(t)$ , где  $\Delta u(t)$  — малое приращение напряжения, вызванное протеканием через переход токов с частотой сигнала и комбинационными частотами. Разложим функцию  $f[q(t)]$  в ряд Тейлора в окрестности точки  $q_{\text{нак}}(t)$ :

$$f[q(t)] \approx f(q_{\text{нак}}) + \left. \left( \frac{df}{dq} \right) \right|_{q_{\text{нак}}} \Delta q.$$

Здесь  $f(q_{\text{нак}}) = u_{\text{нак}}(t)$ ,  $\left. \left( \frac{df}{dq} \right) \right|_{q_{\text{нак}}} = S_{\sim}(t)$  — переменный эластанс перехода, на который действует напряжение накачки,  $\Delta q$  — приращение заряда, вызванное воздействием малого напряжения  $\Delta u$ . Отсюда получим, что приращение напряжения связано с приращением тока через переход соотношением

$$\Delta u(t) = S_{\sim}(t) \int \Delta i(t) dt. \quad (8.19)$$

Разложим периодическую функцию  $S_{\sim}(t)$  в ряд Фурье и удержим первую гармонику частоты накачки, тогда

$$S_{\sim}(t) = S_0 [1 + M \cos(\omega_{\text{нак}} t)] = S_0 \left(1 + \frac{M}{2} e^{j\omega_{\text{нак}} t} + \frac{M}{2} e^{-j\omega_{\text{нак}} t}\right), \quad (8.20)$$

где  $S_0 = 1/C_0$  — среднее значение эластанса;  $M$  — коэффициент модуляции эластанса. Для достижения максимального значения  $M$  и, как следствие, максимальной полосы пропускания ППУ подбирают напряжение смещения  $U_{\text{см}}$  и мощность накачки  $P_{\text{нак}}$  (см. § 8.5). Расчет  $M$  и  $C_0$  проводят либо численно с помощью графиков, приведенных в литературе, либо с помощью аналитических зависимостей, справедливых в частных случаях.

Приведем результаты расчета  $U_{\text{см}}$  и  $M$  в предположении, что несинусоидальное напряжение накачки на  $p-n$ -переходе изменяется в пределах от  $-U_{\text{обр}}$  до нуля:

$$U_{\text{см}} = \begin{cases} 0,75U_{\text{обр}} + 0,25\varphi_k(V\sqrt{1+U_{\text{обр}}/\varphi_k} - 1) & \text{при } n=2, \\ 0,5U_{\text{обр}} & \text{при } n=3; \end{cases} \quad (8.21)$$

$$M = \begin{cases} \frac{\sqrt{1+U_{\text{обр}}/\varphi_k} - 1}{\sqrt{1+U_{\text{обр}}/\varphi_k} + 1} & \text{при } n=2, \\ 0,4(1+2\varphi_k/U_{\text{обр}})^{-1} & \text{при } n=3, \end{cases} \quad (8.22)$$

где  $U_{\text{обр}}$  — максимальное обратное напряжение на ПД (см. рис. 8.7, б). На практике максимально достижимое значение  $M$  обычно составляет 0,3 ... 0,4.

Мощность накачки, рассеиваемая на сопротивление  $r_n$  и необходимая для обеспечения требуемого значения коэффициента модуляции  $M$  (8.22), примерно равна

$$P_{\text{нак,д}} \approx \frac{1}{2} \pi^2 f_{\text{нак}}^2 C_0^2 r_n U_{\text{обр}}^2. \quad (8.23)$$

Мощность накачки, отбираемая от генератора накачки, отличается от мощности  $P_{\text{нак,д}}$  на величину потерь в реальном ППУ. Эти потери учитываются с помощью поправочного коэффициента  $k_{\text{нак}}$  в виде

$$P_{\text{нак}} = k_{\text{нак}} P_{\text{нак,д}}, \quad (8.24)$$

где

$$k_{\text{нак}} = \begin{cases} 1,5 & \text{при } f_{\text{нак}} \leqslant 10 \text{ ГГц}, \\ 1,5 + (f_{\text{нак}} - 10)/40 & \text{при } 10 < f_{\text{нак}} \leqslant 50 \text{ ГГц}, \\ 2,5 & \text{при } f_{\text{нак}} > 50 \text{ ГГц}. \end{cases}$$

Важнейшим параметром ПД, характеризующим его частотные свойства, служит *критическая частота*

$$f_{\text{кр}} = M/(4\pi r_n C_0). \quad (8.25)$$

Величина  $\tau = r_n C_0$  называется *постоянной времени ПД*. Типич-

ные значения  $\tau$  для диодов из арсенида галлия при  $U=-2$  В составляют 0,2 ... 0,6 пс. В экспериментальных приборах получены значения  $\tau=0,1$  пс и  $C(0)=0,01$  пФ.

Однако при совершенствовании конструкции ПД следует помнить, что не только его свойства определяют характеристики ППУ, из которых одной из основных является шумовая температура. В лучших образцах параметрических усилителей ПД вносит не более 30% в общую шумовую температуру. Поэтому необходимо одновременно снижать потери антенных устройств, циркуляторов, переходов, резонаторов и др.

### § 8.5. Двухконтурный ППУ

Во входных устройствах радиолокационных приемников обычно применяют *двухконтурные полупроводниковые параметрические усилители отражательного типа*. Структурная схема отражательного ППУ показана на рис. 8.9, а (построенном на основе рис. 8.1, б и 8.6; циркулятор на рис. 8.9, а не показан). На рис. 8.9, а введены обозначения:  $VD$  — варикап;  $\Phi_c$ ,  $\Phi_{\text{нак}}$  и  $\Phi_x$  — резонаторы, настроенные на частоты сигнала  $\omega_c = \omega_1$ , накачки  $\omega_{\text{нак}} = \omega_2$  и холостую частоту  $\omega_x = \omega_3$  соответственно;  $r_c$ ,  $r_{\text{нак}}$  и  $r_x$  — сопротивления потерь резонаторов;  $e_{\text{нак}}(t)$  — ЭДС генератора накачки;  $U_{\text{см}}$  — напряжение смещения. Резонаторы  $\Phi_c$ ,  $\Phi_{\text{нак}}$  и  $\Phi_x$  — реактивные двухполюсники, имеющие бесконечно малое сопротивление для частот  $\omega_c$ ,  $\omega_{\text{нак}}$  и  $\omega_x$  соответственно и бесконечное сопротивление для других частот. На основании рис. 8.9, а составим эквивалентную схему ППУ (рис. 8.9, б), в которой параметрический диод заменен упрощенной эквивалентной схемой (см. рис. 8.7, б). Полагая, что накачка производится синусоидальным током, эластанс  $S_{\sim}(t)$  найдем из выражения (8.20). На рис. 8.9, б через  $X_c(\omega)$  и  $X_x(\omega)$  обозначены реактивные составляющие сопротивлений резонаторов  $\Phi_c$  и  $\Phi_x$ .

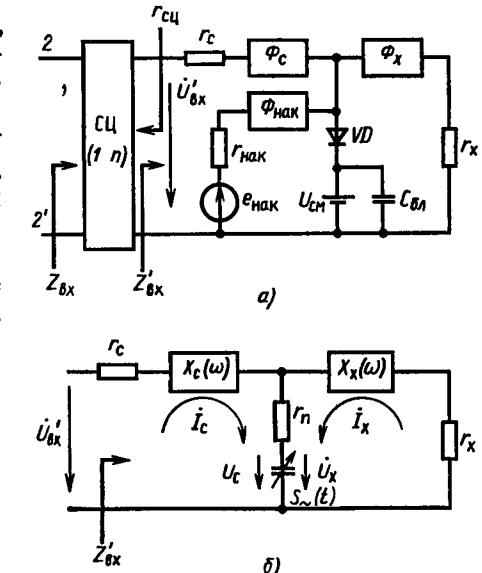


Рис. 8.9. Структурная (а) и эквивалентная (б) схемы двухконтурного параметрического усилителя

Полупроводниковый параметрический усилитель относится к классу регенеративных усилителей, рассмотренных в § 8.2. Его основные характеристики — коэффициент передачи мощности  $K_p$ , полоса пропускания  $\Pi$  и коэффициент шума  $K_{\text{ш}}$  — определяются выражениями (8.3), (8.8) и (8.9). Чтобы ими воспользоваться, необходимо определить отрицательное вносимое сопротивление  $-r_{\text{вн}}$ . Холостую частоту в соответствии с рекомендациями, приведенными в § 8.3, примем равной  $\omega_x = \omega_{\text{нак}} - \omega_c$ .

**Нелинейная емкость.** Ток, протекающий через эластанс  $S \sim (t)$ , представим в виде суммы токов с частотами  $\omega_c$  и  $\omega_x$ :  $\Delta i(t) = i_c(t) + i_x(t)$  (остальные комбинационные составляющие подавляются резонаторами сигнального и холостого контуров). Представим этот ток в виде

$$\begin{aligned}\Delta i(t) &= i_c \cos(\omega_c t + \varphi_c) + i_x \cos(\omega_x t + \varphi_x) = \\ &= \frac{1}{2} (i_c e^{j\omega_c t} + i_c^* e^{-j\omega_c t} + i_x e^{j\omega_x t} + i_x^* e^{-j\omega_x t}),\end{aligned}\quad (8.26)$$

где  $i_c = I_c e^{j\varphi_c}$ ;  $i_x = I_x e^{j\varphi_x}$ ; знак «\*» означает комплексное сопряжение.

Напряжение на переходе  $\Delta u(t)$ , определяемое выражением (8.19), содержит полезные компоненты с частотами  $\omega_c$  и  $\omega_x$ , что позволяет представить его в виде

$$\begin{aligned}\Delta u(t) &= U_c \cos(\omega_c t + \theta_c) + U_x \cos(\omega_x t + \theta_x) = \\ &= \frac{1}{2} (\dot{U}_c e^{j\omega_c t} + \dot{U}_c^* e^{-j\omega_c t} + \dot{U}_x e^{j\omega_x t} + \dot{U}_x^* e^{-j\omega_x t}),\end{aligned}\quad (8.27)$$

где  $\dot{U}_c = U_c e^{j\theta_c}$ ;  $\dot{U}_x = U_x e^{j\theta_x}$ . Подставим в уравнение (8.19) выражения (8.20), (8.26) и (8.27), приравняем комплексные амплитуды напряжений с частотами  $\omega_c$  и  $\omega_x = \omega_{\text{нак}} - \omega_c$ , пренебрегая остальными\*. В результате получим соотношения, связывающие комплексные амплитуды напряжений и токов нелинейной емкости:

$$\begin{aligned}\dot{U}_c &= Z_{11} i_c + Z_{12} i_x^* \quad (\text{для частоты } \omega_c), \\ \dot{U}_x^* &= Z_{21} i_c + Z_{22} i_x^* \quad (\text{для частоты } \omega_x),\end{aligned}\quad (8.28)$$

где

$$\begin{aligned}Z_{11} &= \frac{1}{j\omega_c C_0}; \quad Z_{12} = -\frac{M}{2j\omega_c C_0}; \\ Z_{21} &= \frac{M}{2j\omega_x C_0}; \quad Z_{22} = -\frac{1}{j\omega_x C_0}.\end{aligned}$$

\* При вычислении  $\Delta u(t)$  по формуле (8.19) было бы грубой ошибкой взять ток  $\Delta i(t)$  в форме комплексных амплитуд  $I_c e^{j\omega_c t} + I_x e^{j\omega_x t}$ , так как такой метод справедлив только для линейных цепей с постоянными параметрами.

**Отрицательное вносимое сопротивление.** Для двухконтурного ППУ (рис. 8.9, б) с учетом соотношений (8.28) составим уравнения контурных токов для сигнального и холостого контуров, оставляя в них лишь составляющие с частотами  $\omega_c$  и  $\omega_x$  соответственно:

$$\begin{aligned}\dot{U}'_{\text{вх}} &= (r_c + r_n + jX_c + Z_{11}) i_c + Z_{12} i_x^*, \\ 0 &= Z_{21} i_c + (r_n + r_x - jX_x + Z_{22}) i_x^*.\end{aligned}$$

Решив эту систему уравнений, определим входное сопротивление сигнального контура

$$Z'_{\text{вх}} = \dot{U}'_{\text{вх}} / i_c = r_c + r_n + jX_c + Z_{11} - Z_{\text{вн}}, \quad (8.29)$$

где

$$Z_{\text{вн}} = \frac{Z_{12} Z_{21}}{r_n + r_x - jX_x + Z_{22}} = \frac{M^2}{4\omega_c \omega_x C_0^2 (r_n + r_x - jX_x + Z_{22})} \quad (8.30)$$

— комплексное сопротивление, вносимое в сигнальный контур со стороны холостого контура. На резонансной частоте  $\omega_c$  входное сопротивление становится активным и равно\*

$$r'_{\text{вн}} = r_c + r_n - r_{\text{вн}}, \quad (8.31)$$

где

$$r_{\text{вн}} = \frac{M^2}{4\omega_c \omega_x C_0^2 (r_n + r_x)} \quad (8.32)$$

— модуль отрицательного вносимого сопротивления. Используя понятие критической частоты ПД  $f_{\text{кр}}$  (8.25), представим выражение (8.32) в виде

$$r_{\text{вн}} = f_{\text{кр}}^2 r_n^2 / [f_c f_x (r_n + r_x)]. \quad (8.33)$$

Из неравенств (8.4) следует, что в регенеративном усилителе  $K_{p0} > 1$  при  $r_{\text{вн}} > r_c + r_n$  или в пренебрежении потерями в резонаторе сигнала при  $r_{\text{вн}} > r_n$ . Отсюда с учетом выражения (8.33) вытекает неравенство для ориентировочного выбора ПД по его критической частоте:

$$f_{\text{кр}} > \sqrt{f_c f_x}. \quad (8.34)$$

**Коэффициент передачи мощности.** Резонансный коэффициент передачи мощности отражательного параметрического усилителя определяется по общей формуле (8.3), где с учетом принятых обозначений

$$\gamma = \frac{r_{\text{вн}}}{r_{\text{сц}} + r_n + r_c}, \quad \beta = \frac{r_{\text{сц}} - r_c - r_n}{r_{\text{сц}} + r_c + r_n}.$$

\* Настройка резонаторов производится с учетом вносимых реактивностей  $X_c(\omega)$  и  $X_x(\omega)$ .

**Полоса пропускания.** Частотные свойства параметрического усилителя в значительной мере определяются видом сигнального и холостого контуров. Проанализируем ППУ, у которого резонаторы  $\Phi_c$  и  $\Phi_x$  представляют собой одиночные колебательные контуры (см. рис. 8.1, б, где изображен резонатор  $\Phi_c$ ). Хотя параметрический усилитель с такой простейшей резонансной системой не обладает широкой полосой пропускания  $\Pi$ , для этого случая возможно получить аналитические результаты и провести качественный анализ. Однако и в этом случае анализ довольно сложен. Он упрощается при большом усиливании. Можно показать\*, что произведение  $(\Pi \sqrt{K_{P0}})$  максимально при определенных соотношениях между емкостями сигнального и холостого контуров и средней емкостью  $C_0$  ПД (т. е. при оптимальном коэффициенте включения диода в контуры):

$$(\Pi \sqrt{K_{P0}})_{\max} = M f_c \frac{A^2(m - A)}{m(m + A^{3/2})^2}, \quad (8.35)$$

где  $m = f_{kp}/f_c$ ;  $A = f_x/f_c$ .

Из выражения (8.35) следует, что при  $f_{kp} = \sqrt{f_c f_x}$  [см. неравенство (8.34)]  $\Pi = 0$ . При увеличении параметра  $m$  полоса пропускания расширяется. Поэтому ПД выбирают таким образом, чтобы  $f_{kp} \gg f_c$ . На практике оказывается достаточным выполнить условие

$$f_{kp} \geq (8 \dots 10) f_c. \quad (8.36)$$

Зависимость полосы пропускания от параметра  $A$  имеет максимум, достигаемый при

$$f_x = 1,25 m^{0,73} f_c. \quad (8.37)$$

Максимальная полоса пропускания

$$\Pi_{\max} \approx 0,198 M m^{0,434} f_c \sqrt{K_{P0}}. \quad (8.38)$$

Однако главная цель применения параметрического усилителя состоит в достижении минимального коэффициента шума. Поэтому при выборе холостой частоты  $f_x$  (т. е. при выборе частоты накачки  $f_{\text{нак}} = f_c + f_x$ ) следует контролировать значение коэффициента шума, а требуемая полоса пропускания может быть обеспечена с помощью корректирующих цепей (см. в § 8.7).

**Коэффициент шума.** В параметрических усилителях усиление происходит благодаря периодическому изменению емкости ПД. В связи с тем что емкость не является источником шума, собст-

\* Заметим, что формулой (8.8) нельзя непосредственно воспользоваться, так как она получена из рис. 8.1, б, где не учтена реактивная составляющая вносимого сопротивления. Поэтому для расчета полосы пропускания следует рассчитать амплитудно-частотную характеристику ППУ на основании (8.2), куда следует подставить выражение для входного сопротивления (8.29), предварительно пересчитав его к входу плеча 2 ( $Z_{bx} = Z'_{bx}/n^2$ ).

венные шумы параметрического усилителя малы. В двухконтурном ППУ (см. рис. 8.4 и 8.9) источниками шума служат тепловые шумы сопротивления генератора  $R_g$  и нагрузки  $R_h$ , сопротивления потерь контуров  $r_c$  и  $r_x$ , а также тепловые шумы сопротивления потерь ПД  $r_p$ , спектр шума которого попадает в полосу пропускания как сигнального, так и холостого контура (дробовые шумы диода пренебрежимо малы, так как он работает при отрицательном смещении). Анализ коэффициента шума двухконтурного ППУ показывает, что при описании такого усилителя эквивалентной схемой, состоящей из резонатора и вносимого сопротивления (см. рис. 8.4), дисперсия шума, создаваемого активным элементом,

$$\overline{e_{\text{шаз}}^2} = 4kT(r_p + r_{\text{вн}} \omega_c / \omega_x),$$

где  $T$  — температура ПД и резонаторов. При малых потерях в сигнальном и холостом контурах и в пренебрежении шумами нагрузки коэффициент шума параметрического усилителя (8.9) преобразуется к виду

$$K_{\text{ш}} = 1 + \frac{T}{T_0} \left( 1 - \frac{1}{K_{P0}} \right) \frac{m^2 + A}{A(m^2 - A)}. \quad (8.39)$$

Отсюда следует, что коэффициент шума ППУ в сильной степени зависит от значения параметра  $A$ , т. е. от выбора холостой частоты  $f_x$ . Минимальный коэффициент шума

$$K_{\text{ш min}} = 1 + \frac{2T}{T_0} \left( 1 - \frac{1}{K_{P0}} \right) \frac{1}{\sqrt{1 + m^2} - 1} \quad (8.40)$$

достигается при

$$f_x = (\sqrt{m^2 + 1} - 1) f_c. \quad (8.41)$$

При  $m \gg 1$  оптимальное значение  $f_x \approx m f_c = f_{kp}$  не зависит от частоты входного сигнала.

Однако зависимость коэффициента шума  $K_{\text{ш}}$  (8.39) от параметра  $A$  вблизи минимума довольно слабая, поэтому холостую частоту  $f_x$  рекомендуется выбирать между крайними значениями (8.37) и (8.41). Рассчитывая в каждом конкретном случае полосу пропускания и коэффициент шума по общим формулам (8.35) и (8.39), стремятся за счет незначительного увеличения коэффициента шума расширить полосу пропускания.

## § 8.6. Одноконтурный ППУ

Одноконтурным или вырожденным параметрическим усилителем называется параметрический усилитель, частота сигнала  $f_c$  и холостая частота  $f_x = f_{\text{нак}} - f_c$  которого близки друг к другу и находятся в полосе пропускания (при этом  $f_{\text{нак}} \approx 2f_c$ ). Для обоих колебаний с частотами  $f_c$  и  $f_x$  создается один резонатор  $\Phi_1$ ,

настроенный на половину частоты накачки. Амплитудно-частотная характеристика этого резонатора показана на рис. 8.10 штриховой линией. Структурная схема одноконтурного усилителя вытекает из структурной схемы двухконтурного усилителя (рис. 8.9, а), в котором отсутствует холостой контур. Основное достоинство одноконтурного ППУ по сравнению с двухконтурным — упрощение конструкции и снижение частоты накачки, что, в свою очередь, приводит к упрощению конструкции генератора накачки.

Спектр выходного сигнала одноконтурного ППУ существенно отличается от спектра входного сигнала. Пусть на входе имеется гармонический сигнал с частотой  $f_c = f_{\text{нак}}/2 + F$ , тогда на выходе существуют два колебания: с частотой  $f_c$  и с частотой  $f_x = f_{\text{нак}} - f_c = f_{\text{нак}}/2 - F$ , т. е. составляющие спектра выходного колебания с частотами  $f_c$  и  $f_x$  симметричны относительно частоты  $f_{\text{нак}}/2$  (см. рис. 8.10).

Одноконтурный параметрический усилитель может работать в двух режимах накачки: синхронном и асинхронном. Синхронный режим накачки соответствует точному равенству  $f_{\text{нак}} = 2f_c$ , т. е.  $f_x = f_c$ . Анализ синхронного режима проведем с помощью эквивалентной схемы рис. 8.9, б, удалив из нее холостой контур. Примем, что переменный эластанс изменяется по закону  $S_{\sim}(t) = (M/C_0) \cos(\omega_{\text{нак}} t + \varphi_{\text{нак}})$ . Для упрощения анализа в (8.20) отброшена постоянная составляющая эластанса, которая дает вклад лишь в реактивную составляющую вносимого сопротивления. Представим ток, протекающий через нелинейную емкость, в виде  $i_c(t) = I_c \cos(\omega_c t + \varphi_c)$ . Тогда в соответствии с выражением (8.19) находим напряжение на нелинейной емкости, оставив в нем только компоненты с частотой  $\omega_c$ :

$$u_c(t) = -\frac{M}{2\omega_c C_0} \sin(\varphi_{\text{нак}} - 2\varphi_c) \cos(\omega_c t + \varphi_c). \quad (8.42)$$

Отсюда видно, что активная составляющая отрицательного вносимого сопротивления

$$-r_{\text{вн}} = \frac{M}{2\omega_c C_0} \sin(\varphi_{\text{нак}} - 2\varphi_c). \quad (8.43)$$

Коэффициент передачи мощности одноконтурного отражательного ППУ определим с помощью соотношения (8.3). Из формулы (8.43) видно, что в синхронном режиме коэффициент пере-

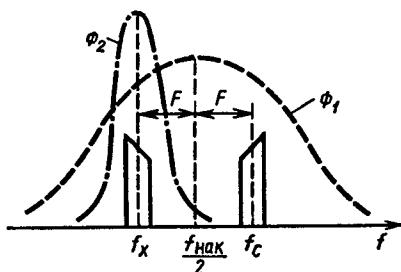


Рис. 8.10. Спектры колебаний в одноконтурном ППУ

дачи одноконтурного ППУ зависит от соотношения фаз сигнала и накачки. Максимальное усиление достигается при

$$\varphi_{\text{нак}} = 2\varphi_c + \pi/2. \quad (8.44)$$

При других фазовых соотношениях колебания на частоте сигнала и холостой частоте частично или полностью уничтожаются и вместо усиления получается ослабление. Так, при  $\varphi_{\text{нак}} = 2\varphi_c - \pi/2$  в контур вносится не отрицательное, а положительное сопротивление, увеличивающее потери.

Фазовая чувствительность синхронного ППУ позволяет рассматривать его как фазовый детектор. Для поддержания оптимальной фазы накачки (8.44) при изменении фазы сигнала необходимо автоматически подстраивать фазу накачки с помощью системы фазовой автоподстройки.

Асинхронный режим накачки соответствует приближенному равенству частот  $f_{\text{нак}} \approx 2f_c$ . Обозначим  $|2f_c - f_{\text{нак}}| = 2F$ , тогда разнос частоты сигнала и холостой частоты также составляет  $|f_c - f_x| = 2F$  (рис. 8.10). Различают две существенно различные разновидности асинхронного режима — однополосный и двухполосный прием.

При однополосном приеме разнос частот  $2F$  превышает ширину спектра сигнала, что позволяет отфильтровать одно из усиленных колебаний с помощью узкополосного фильтра, включенного в состав каскада, следующего за параметрическим усилителем. На рис. 8.10 приведены частотные характеристики одноконтурного ППУ ( $\Phi_1$ ) и последующего узкополосного каскада ( $\Phi_2$ ). Очевидно, что при этом ширина спектра сигнала не должна превышать половины полосы пропускания усилителя. Большинство одноконтурных ППУ работает именно в этом режиме.

Существует другой способ избавиться от колебаний холостой частоты, когда используется вся полоса пропускания одноконтурного ППУ. Колебание холостой частоты может быть исключено с помощью *балансной схемы*, использующей два вариакапа, включенных встречечно-параллельно.

При двухполосном приеме фильтрации колебаний холостой частоты не производится, усиливаются и затем детектируются обе спектральные составляющие — сигнала и холостой частоты. Наиболее часто одноконтурные усилители в двухполосном режиме используются в радиометрических приемниках, предназначенных для измерения мощности излучения с непрерывным сплошным спектром, занимающим всю полосу пропускания усилителя (в радиоастрономии, радиолокации, системах для дистанционного зондирования подстилающих поверхностей).

## § 8.7. Методы улучшения характеристик ППУ

Параметрический усилитель с четырехплечим циркулятором. Выражение для коэффициента передачи мощности  $K_P$  (8.2) реге-

неративного усилителя отражательного типа получено в предположении, что в трехплечем циркуляторе (см. рис. 8.1, б) плечи 1 и 3 согласованы с источником сигнала и нагрузкой соответственно. Однако точное согласование не всегда возможно, особенно когда универсальный широкополосный ППУ предназначен для работы с различными источниками сигнала и нагрузками. В этом случае используется четырехплечий циркулятор

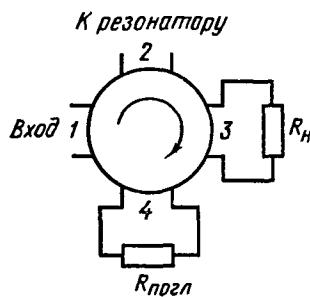


Рис. 8.11. Четырехплечий циркулятор

плече 4 не влияет на коэффициент шума параметрического усилителя. В результате при согласовании в плече 1 все характеристики усилителя с четырехплечим циркулятором совпадают с характеристиками усилителя с трехплечим циркулятором (см. § 8.5). Часто вместо одного четырехплечего циркулятора по конструктивным соображениям используют два трехплечих, обладающих такими же свойствами.

**Расширение полосы пропускания ППУ с помощью согласующих цепей.** Выражение для максимальной полосы пропускания (8.35) отражательного двухконтурного параметрического усилителя найдено в предположении, что резонаторы сигнальной и холостой частоты представляют собой простейшие одиночные колебательные контуры. При достаточно больших значениях  $K_{p0}$  полоса пропускания составляет несколько процентов от центральной частоты, что не всегда достаточно. Расширение полосы пропускания ППУ при сохранении неизменным коэффициента передачи мощности производится с помощью согласующих цепей СЦ, представляющих собой реактивные четырехполюсники без потерь (напомним, что в § 8.5 согласующие цепи использовались лишь в качестве трансформаторов сопротивления).

Задача расширения полосы пропускания ППУ близка к задаче широкополосного согласования с внутренним сопротивлением источника сигнала произвольного двухполюсника, обладающего положительной вещественной частью входного сопротивления, однако имеет и некоторые специфические особенности.

Известно соотношение Боде—Фано для максимальной верхней граничной частоты согласования низкочастотных  $RC$ - и  $RL$ -цепей (на рис. 8.12, а показана  $RL$ -цепь):

$$f_{\max} = \frac{1}{2\pi \ln |1/\Gamma_{\max}|}, \quad (8.45)$$

где  $\tau = L/r$ ;  $|\Gamma_{\max}|$  — модуль максимально допустимого коэффициента отражения от СЦ в пределах полосы пропускания ФНЧ (согласование производится в полосе частот  $0 \dots f_{\max}$ ). Перенесем эти результаты на высокочастотные избирательные цепи, заменив индуктивность  $L$  на рис. 8.12, а последовательным соединением той же индуктивности и емкости  $C = 1/(\omega_0^2 L)$ , где  $\omega_0 = 2\pi f_0$  — требуемая резонансная частота [емкость  $C$  НЧ фильтра-прототипа заменяют параллельным соединением той же емкости и индуктивности  $L = 1/(\omega_0^2 C)$ ]. В результате получим схему (рис. 8.12, б), для которой схема рис. 8.12, а служит НЧ фильтром-прототипом (предполагается, что в СЦ реактивности преобразованы аналогично). Максимальная полоса пропускания схемы рис. 8.12, б также определяется выражением (8.45), которое удобно преобразовать к виду

$$\Pi_{\max} = \frac{\pi f_0}{Q \ln |1/\Gamma_{\max}|}, \quad (8.46)$$

где  $Q = \omega_0 L / r$  — добротность контура.

В параметрических усилителях действительная составляющая внешнего сопротивления отрицательна (рис. 8.12, в). Можно показать, что если в схеме с положительным сопротивлением  $r$  (см. рис. 8.12, б) коэффициент отражения от входа СЦ равен  $\Gamma_{bx}$ , то в схеме с отрицательным сопротивлением  $-r$  при той же структуре СЦ коэффициент отражения от ее входа

$$\Gamma'_{bx} = 1/\Gamma_{bx}^*. \quad (8.47)$$

Из соотношений (8.2) и (8.47) следует, что коэффициент передачи мощности  $K_p = 1/|\Gamma_{bx}|^2$ . Поэтому при синтезе СЦ для ограничения пульсации  $K_p$  в полосе пропускания необходимо контролировать не только максимальное, но и минимальное зна-

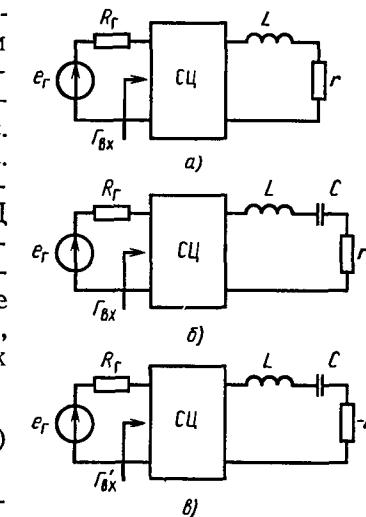


Рис. 8.12. К задаче широкополосного согласования отрицательного сопротивления

чение модуля коэффициента отражения  $\Gamma_{\text{вх}}$  в полосе пропускания (рис. 8.13). Далее на основании (8.46) установим связь между максимальным значением полосы пропускания параметрического усилителя и коэффициентом передачи мощности

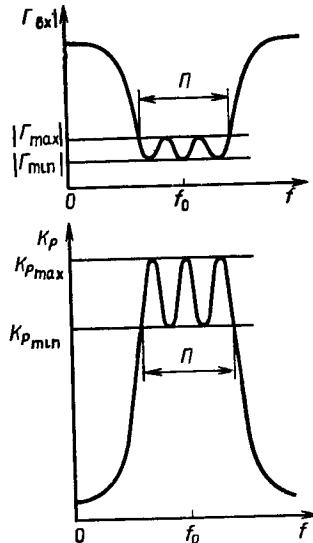


Рис. 8.13. Взаимосвязь коэффициента отражения и коэффициента передачи мощности ППУ при широкополосном согласовании

стая частота, при которой нецелесообразно включать внешнюю нагрузку. Поэтому практический интерес представляет расширение полосы пропускания двухконтурного параметрического усилителя с помощью СЦ, включаемой только в сигнальный контур.

### § 8.8. Пример расчета двухконтурного ППУ

Рассчитаем двухконтурный ППУ отражательного типа на МПЛ (см. рис. 8.9, а), имеющий следующие характеристики: частота сигнала  $f_c = 3 \text{ ГГц}$  (длина волны  $\lambda_c = 10 \text{ см}$ ), резонансный коэффициент передачи мощности 10 дБ (включая потери во входном и выходном плечах циркулятора), полоса пропускания  $\Pi \geq 200 \text{ МГц}$ .

Используем трехплечие микрополосковые ферритовые циркуляторы с волновым сопротивлением  $Z_0 = 50 \Omega$ , коэффициент потерь одного плеча в полосе пропускания  $L_u = 0,4 \text{ дБ}$ . Подложка МПЛ из поликорда имеет толщину  $h = 0,5 \text{ мм}$  и относительную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon = 9,6$ .

Расчет усилителя производится в такой последовательности.

- По заданному коэффициенту передачи мощности ППУ с неидеальным циркулятором, равному 10 дБ, находим, что собственно ППУ должен иметь резонансный коэффициент передачи мощности  $K_p = (10 + 2 \cdot 0,4) \text{ дБ} = 10,8 \text{ дБ} = 12$ .

- При выборе типа параметрического диода исходим из того, что должно выполняться условие (8.36). Отсюда с учетом (8.25) получим выражение для оценки постоянной времени ПД

$$\tau = \frac{M_{\max}}{4\pi f_{kp}} = \frac{0,3 \dots 0,4}{4\pi (8 \dots 10) f_c} \approx 0,7 \dots 1,3 \text{ пс.}$$

На основе справочных данных находим ПД типа АА409А, АА409Г и др., обладающие такой постоянной времени. Выбираем в качестве начального приближения ПД типа АА409А на арсениде галлия и рассчитываем характеристики ППУ. Параметры ПД:  $C(0) = 0,7 \dots 1,1 \text{ пФ}$ ;  $\tau(u) = 1,2 \text{ пс}$  при  $u = -2 \text{ В}$ ;  $C_n = 0,25 \text{ пФ}$ ;  $L_b = 0,3 \text{ нГн}$ ;  $U_{\text{обр}} = 6 \text{ В}$ ;  $\varphi_k = 1,2 \text{ В}$ ;  $n = 2$ . На основании анализа полученных характеристик либо остановимся окончательно на этом ПД, либо выберем ПД другого типа и повторим расчеты.

- Требуемое напряжение смещения находим из (8.21) при  $n = 2$ :  $U_{\text{см}} = 2,7 \text{ В}$ . Затем по формуле (8.17) находим емкость перехода в рабочей точке  $C_0 = C(-U_{\text{см}}) = 0,5 \text{ пФ}$ . Коэффициент модуляции эластанса (8.22) при  $n = 2$  равен 0,42.

- Сопротивление потерь ПД в справочных данных непосредственно не приведено. Найдем его на основании (8.17) из соотношения  $\tau(u) = r_p C(u)$ :

$$r_p = \frac{\tau(u)}{C(u)} = \frac{\tau(u)}{C(0) \sqrt[n]{\varphi_k / (\varphi_k - u)}} = 2,2 \text{ Ом},$$

где  $\tau(u) = 1,2 \text{ пс}$  — постоянная времени ПД при  $u = -2 \text{ В}$ .

Критическая частота ПД рассчитывается по (8.25):  $f_{kp} = 30,4 \text{ ГГц}$ . При этом условие (8.36) выполняется с запасом:  $f_{kp} = 10,1 f_c$ .

- Определяем параметр  $m = f_{kp}/f_c = 10,1$  и по формулам (8.41) и (8.37) находим оптимальные значения холостой частоты:

а) при оптимизации по минимуму коэффициента шума  $f_x = (\sqrt{m^2 + 1} - 1) f_c = 27,4 \text{ ГГц}$ ;

б) при оптимизации по максимуму полосы пропускания  $f_x = 1,25 m^{0,73} f_c = 20,3 \text{ ГГц}$ .

Соответствующие значения коэффициента шума определяем при  $T_p = T_0$  по формулам (8.40) и (8.39):

а) при оптимизации по минимуму коэффициента шума  $K_{\text{ш min}} = 1,22$  (минимальная шумовая температура  $T_{\text{ш min}} = 60,1 \text{ К}$ );

б) при оптимизации по максимуму полосы пропускания  $K_{\text{ш}} = 1,23$ , где  $A = f_x/f_c = 6,77$  (шумовая температура  $T_{\text{ш}} = 62,8 \text{ К}$ ).

Так как значения  $T_{\text{ш}}$  и  $T_{\text{шmin}}$  близки друг другу, то для достижения наибольшей широкополосности ППУ без применения специальных СЦ, учитывая трудности создания генераторов накачки с частотой выше 30 ГГц, целесообразно выбрать холостую частоту  $f_x = 20,3$  ГГц и частоту накачки  $f_{\text{нак}} = f_x + f_c = 23,3$  ГГц. При этом в соответствии с (8.38) полоса пропускания ППУ  $\Pi_{\text{max}} = 196$  МГц.

6. Суммарный коэффициент шума ППУ с учетом потерь в циркуляторе на основании (8.10) при  $T_u = T_0$  равен  $K_{\text{шз}} = K_{\text{ш}}L_u + (L_u - 1)L_u/K_{P0} = 1,36$ , а суммарная шумовая температура  $T_{\text{шз}} = T_0(K_{\text{шз}} - 1) = 98$  К.

7. Необходимую мощность накачки определим по формуле (8.23):  $P_{\text{накд}} \approx 53$  мВт. По формуле (8.24) для частоты накачки  $f_{\text{нак}} = 23,3$  ГГц определим мощность накачки, которую необходимо подвести к ПД:  $P_{\text{нак}} = k_{\text{нак}} P_{\text{накд}} \approx 100$  мВт.

8. Сопротивления потерь сигнального и холостого контуров  $r_s$  и  $r_x$  включают в себя резистивные потери в МПЛ и потери, обусловленные несовершенством развязок контуров. Так как резистивные потери МПЛ на поликоре толщиной 0,5 мм в сантиметровом диапазоне длин волн составляют 0,1...0,2 дБ/см, то можно показать, что для рассматриваемого ППУ  $r_s \approx 5...7$  Ом,  $r_x \approx 2...4$  Ом. Далее по формуле (8.33) определяем модуль отрицательного вносимого сопротивления  $r_{\text{вн}} = 14,1$  Ом и на основании (8.5) требуемое выходное сопротивление СЦ  $r_{\text{сц}} = 10,7$  Ом.

В заключение на основании (8.1) определим коэффициент трансформации СЦ  $n = \sqrt{r_{\text{сц}}/Z_0} = 0,46$ .

### § 8.9. Конструкции ППУ

Рассмотрим одну из возможных реализаций двухконтурного ППУ, рассчитанного в предыдущем параграфе. На рис. 8.14 изображены топологическая и принципиальная электрическая схемы двухконтурного отражательного ППУ с генератором накачки на диоде Ганна.

Все функциональные узлы усилителя выполнены по тонкопленочной технологии. На входе усилителя включен трехплечий ферритовый циркулятор 1, который через конденсатор СВЧ 2 ( $C_{\text{с}}$ ) соединен с СЦ в виде четвертьволнового трансформатора полных сопротивлений 3. Сигнальный контур образован отрезком МПЛ 6, имеющим индуктивный характер, входным сопротивлением параметрического диода 8 ( $VD_1$ ) и шлейфом 7. Для расширения полосы пропускания сигнального контура включены два корректирующих шлейфа 5. Причем для режекции напряжения накачки длину одного из шлейфов 5 выбирают равной  $k\Lambda_{\text{нак}}/4$ , где  $\Lambda_{\text{нак}}$  — длина волны генератора накачки,  $k = 1, 3, 5$ . Напряжение смещения  $U_{\text{см}}$  на ПД подается через дроссель 4 ( $L$ ).

Холостой контур образован из собственных реактивных элементов ПД, образующих последовательный контур: емкость

перехода  $C_0$  — индуктивность выводов  $L_{\text{в}}$ . Длина четвертьвольнового разомкнутого шлейфа 7 холостого контура выбирается равной  $\Lambda_x/4$ , где  $\Lambda_x$  — длина волны, на которую настроен холостой контур.

Полосовой фильтр на резонансных полуволновых отрезках линий 9 осуществляет согласование выходного сопротивления

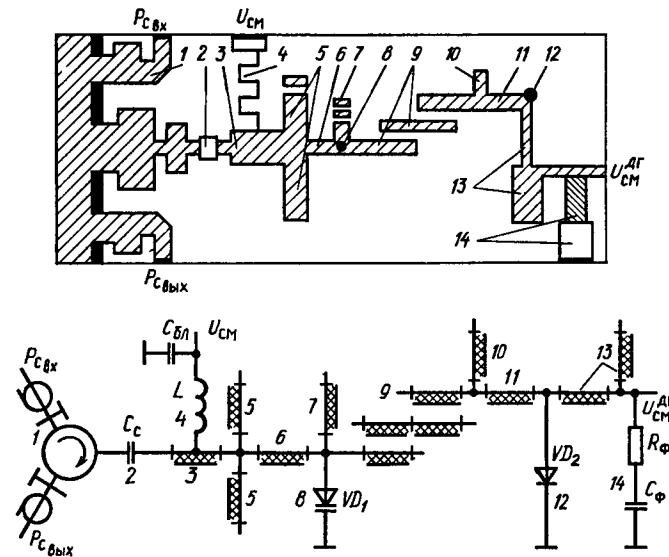


Рис. 8.14. Двухконтурный ППУ с генератором накачки на диоде Ганна

внешней цепи диода Ганна 12 ( $VD_2$ ) и входного сопротивления параметрического диода со стороны генератора накачки, а также ослабление колебаний на частотах сигнала и холостой частоте.

Частота генератора накачки на ДГ определяется контуром, образованным шлейфом 10 и объемным резонатором 11. Напряжение смещения на ДГ подается через четвертьвольновые шлейфы 13, осуществляющие короткое замыкание для частоты накачки. Цифрой 14 обозначена последовательная цепь  $R_F C_F$ , шунтирующая вход подачи напряжения смещения на ДГ для предотвращения низкочастотных осцилляций.

Одноконтурный параметрический усилитель отражательного типа показан на рис. 8.15. Частота сигнала 5,5 ГГц, частота накачки 11 ГГц. Усилитель выполнен по тонкопленочной технологии на подложке толщиной 0,5 мм, имеющей малую диэлектрическую проницаемость  $\epsilon = 2,22$ . Материал с малым значением  $\epsilon$  применяют, чтобы частота волн высших типов существенно превышала частоту накачки при не очень узких МПЛ.

Параметрический диод на арсениде галлия при нулевом смещении имеет емкость  $0,55 \text{ пФ}$ , индуктивность выводов  $L_b = 0,3 \text{ нГн}$ , емкость корпуса  $C_{кор} = 0,29 \text{ пФ}$ , сопротивление потерь  $r_p = 0,8 \text{ Ом}$ , критическая частота диода  $f_{kp} = 294 \text{ ГГц}$ . Усилитель подсоединен к ферритовому циркулятору, имеющему потери  $0,3 \text{ дБ}$  в диапазоне частот  $4,5...6,5 \text{ ГГц}$ . Два полосовых фильтра

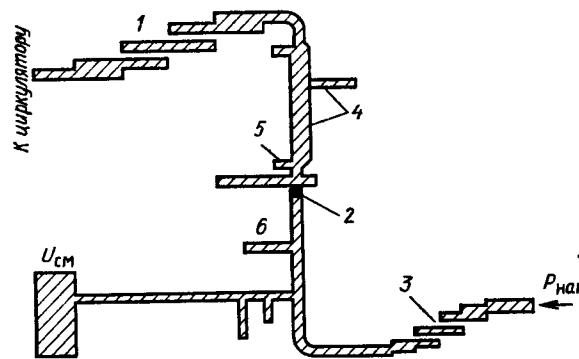


Рис. 8.15. Одноконтурный ППУ:

1 — полосовой фильтр, настроенный на частоту сигнала; 2 — параметрический диод; 3 — полосовой фильтр, настроенный на частоту накачки; 4 — корректирующие шлейфы; 5 — шлейф длиной  $\Delta_{\text{нак}}/4$ ; 6 — шлейф длиной  $\Delta_c/4$

на трехэлементных параллельных взаимных полуволновых линиях настроены на частоты  $5,5$  и  $11 \text{ ГГц}$ . По обе стороны от диода на расстояниях  $\Lambda/4$  включены четвертьволновые разомкнутые шлейфы, настроенные на частоты сигнала и накачки соответственно, чтобы блокировать просачивание мощности накачки в цепь сигнала, и наоборот.

Корректирующие цепи, расширяющие полосу пропускания усилителя, рассчитаны с помощью ЭВМ, их окончательная настройка осуществляется экспериментально. Полоса пропускания усилителя  $100 \text{ МГц}$ , коэффициент передачи мощности не менее  $10 \text{ дБ}$ , необходимая мощность накачки  $32 \text{ мВт}$ .

## ГЛАВА 9

### ТРАНЗИСТОРНЫЕ УСИЛИТЕЛИ СВЧ

#### § 9.1. Общие сведения о транзисторах и транзисторных усилителях СВЧ

Успехи в развитии физики и технологии полупроводников сделали возможным создание транзисторов, обладающих хорошими шумовыми и усильтельными свойствами и способных работать в диапазоне СВЧ. На основе этих транзисторов были

разработаны СВЧ малошумящие усилители (МШУ), первые сообщения о которых появились в печати в начале 60-х годов. Транзисторные усилители в отличие от усилителей на полупроводниковых параметрических и туннельных диодах являются нерегенеративными, поэтому обеспечить их устойчивую работу значительно проще, чем, например, усилителей на туннельных диодах. Кроме того, транзистор СВЧ обладает невзаимными (в первом приближении) свойствами, поэтому транзисторный усилитель в принципе может включаться в радиотракт без внешних связывающих устройств.

В МШУ СВЧ применяются малошумящие транзисторы, как биполярные (германиевые и кремниевые), так и полевые с затвором типа барьера Шотки (на кремний и арсенид галлия). Германиевые биполярные транзисторы позволяют получить меньший коэффициент шума, чем кремниевые, однако последние более высокочастотны. Полевые транзисторы с затвором типа барьера Шотки превосходят биполярные транзисторы по усильтельным свойствам и могут работать на более высоких частотах, особенно арсенид-галлиевые транзисторы. Шумовые характеристики на относительно низких частотах лучше у биполярных транзисторов, а на более высоких частотах — у полевых. Недостатком полевых транзисторов являются высокие входное и (или) выходное сопротивление, что затрудняет широкополосное согласование.

Чтобы транзистор работал в диапазоне СВЧ, надо сильно сократить размеры его активных областей (особенно базы, затвора), а также минимизировать паразитные элементы  $p-n$ -переходов и реактивности корпуса и выводов. Это, естественно, связано со значительными технологическими трудностями. Теоретический предел усиления биполярных транзисторов  $10...15 \text{ ГГц}$ , а полевых транзисторов с затвором типа барьера Шотки на арсениде галлия — примерно  $90 \text{ ГГц}$ . По прогнозам специалистов биполярные транзисторы будут применяться в основном на частотах до  $4...5 \text{ ГГц}$ , полевые транзисторы — на частотах выше  $8 \text{ ГГц}$ , а в промежуточной области частот, по-видимому, будут использоваться и те, и другие транзисторы.

В настоящее время транзисторные МШУ СВЧ изготавливаются в основном в виде гибридных интегральных схем (ИС) на диэлектрических подложках с навесными активными элементами. Усилители в виде полупроводниковых ИС пока еще имеют больший коэффициент шума и недостаточную повторяемость параметров. Подложки гибридных ИС усилителей СВЧ выполняются из керамики, сапфира, кварца и др. Транзисторы используются как в корпусном, так и бескорпусном исполнении. Бескорпусные транзисторы по сравнению с корпусными имеют меньшие линейные размеры и в них минимизированы паразитные элементы. Такие транзисторы способны работать на более высоких частотах, однако их монтаж в схему технологически довольно сложен.

## § 9.2. Бесструктурные модели транзистора СВЧ

**Модели транзистора СВЧ.** В основу расчета и анализа транзисторного МШУ СВЧ должна быть положена *модель транзистора*. Это может быть *структурная (физическая) модель*, т. е. эквивалентная схема транзистора, либо *бесструктурная модель*, представляющая транзистор в виде эквивалентного четырехполюсника.

Преимуществом структурной модели является высокая информативность; эквивалентная схема характеризует поведение транзистора в диапазоне частот и позволяет устанавливать связь между ее элементами и характеристиками транзистора. Бесструктурная модель транзистора менее информативна, она строго справедлива лишь на одной частоте. Для определения частотной зависимости параметров транзистора надо провести измерения на разных частотах. Однако бесструктурные модели более точны, поскольку их параметры могут быть измерены значительно точнее, чем параметры эквивалентной схемы.

Транзистор СВЧ как эквивалентный четырехполюсник может быть описан, например,  $y$ - или  $h$ -параметрами, которые обычно используются на более низких частотах. Но для измерения этих параметров необходимо обеспечить режимы холостого хода и короткого замыкания, трудно осуществимые на СВЧ из-за влияния паразитных элементов схемы. Более подходят для его описания *параметры матрицы рассеяния* или *S-параметры*, поскольку они измеряются в линиях с согласованными нагрузками, что на СВЧ наиболее просто.

Расчет МШУ СВЧ принято проводить с использованием бесструктурной модели транзистора в *S*-параметрах. При необходимости бесструктурная модель может быть дополнена структурной моделью. Обе модели взаимосвязаны: по *S*-параметрам транзистора, измеренным на нескольких частотах, можно опре-

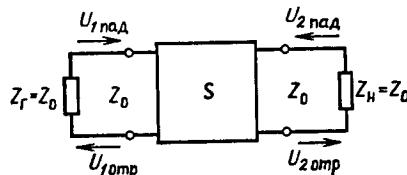


Рис. 9.1. К определению *S*-параметров транзистора.

Четырехполюсник в согласованной линии передачи с волновым сопротивлением  $Z_0$

нию передачи с волновым сопротивлением  $Z_0$ . Линия согласована с генератором (источником сигнала) и нагрузкой, т. е. сопротивления генератора  $Z_r$  и нагрузки  $Z_h$  равны волновому сопротивлению линии (рис. 9.1). Для определенности примем

делить (или уточнить) элементы его эквивалентной схемы, и наоборот, известная эквивалентная схема позволяет рас считать *S*-параметры на любой частоте диапазона, в котором эта схема корректна.

**Системы *S*- и *S'*-параметров транзистора.** В системе *S*-параметров транзистор представляется в виде четырехполюсника, включенного в линию передачи с волновым сопротивлением  $Z_0$ .

Линия согласована с генератором (источником сигнала) и нагрузкой, т. е. сопротивления генератора  $Z_r$  и нагрузки  $Z_h$  равны волновому сопротивлению линии (рис. 9.1). Для определенности примем

$Z_0=50 \text{ Ом}$ . На входе и выходе четырехполюсника имеются падающие и отраженные волны напряжения  $U_i$  (при  $i=1$  для входа,  $i=2$  для выхода), связь между которыми задается параметрами матрицы рассеяния волн напряжения (*S*-параметрами):  $U_{1\text{отр}}=S_{11}U_{1\text{пад}}+S_{12}U_{2\text{пад}}$ ,  $U_{2\text{отр}}=S_{21}U_{1\text{пад}}+S_{22}U_{2\text{пад}}$ .

Матрицу рассеяния волн напряжения принято называть просто матрицей рассеяния. Параметры матрицы рассеяния имеют ясный физический смысл:

$$S_{11} = \frac{U_{1\text{отр}}}{U_{1\text{пад}}} \Big|_{U_{2\text{пад}}=0}, \quad S_{22} = \frac{U_{2\text{отр}}}{U_{2\text{пад}}} \Big|_{U_{1\text{пад}}=0}$$

— коэффициенты отражения напряжения от входа и выхода четырехполюсника при согласовании на его выходе ( $U_{2\text{пад}}=0$ ) и входе ( $U_{1\text{пад}}=0$ ) соответственно;

$$S_{21} = \frac{U_{2\text{отр}}}{U_{1\text{пад}}} \Big|_{U_{2\text{пад}}=0}, \quad S_{12} = \frac{U_{1\text{отр}}}{U_{2\text{пад}}} \Big|_{U_{1\text{пад}}=0}$$

— коэффициенты прямой и обратной передачи напряжения, определенные при тех же условиях.

Матрица рассеяния характеризует четырехполюсник, нагруженный на чисто активные сопротивления  $Z_0$ . В реальных же усилителях транзистор оказывается нагруженным на сопротивления, не только не равные  $Z_0$ , но в общем случае комплексные. Произвольно нагруженный четырехполюсник принято описывать *параметрами матрицы рассеяния волн мощности* (*S'*-параметрами).

В системе *S'*-параметров транзистор в виде эквивалентного четырехполюсника включается в общем случае на стыке двух линий передачи, не согласованных с генератором (источником сигнала) и нагрузкой (рис. 9.2). Входная подводящая линия трансформирует сопротивление генератора  $Z_r$  в сопротивление  $Z_1$  в плоскости входных клемм четырехполюсника, а выходная подводящая линия — сопротивление нагрузки  $Z_h$  в сопротивление  $Z_2$  в плоскости его выходных клемм. Транзистор при этом нагружен на сопротивления  $Z_1$  и  $Z_2$ , в общем случае комплексные. Падающие  $a_i$  и отраженные  $b_i$  волны мощности на входе ( $i=1$ ) и выходе ( $i=2$ ) четырехполюсника связаны между собой матрицей рассеяния волн мощности

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S'_{11} & S'_{12} \\ S'_{21} & S'_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}.$$

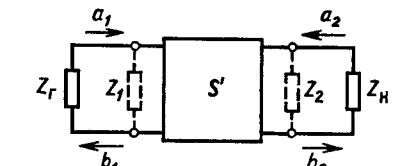


Рис. 9.2. К определению *S'*-параметров транзистора.

Четырехполюсник в рассогласованной линии передачи

где

$$a_i = \frac{U_i + Z_i I_i}{2\sqrt{|\operatorname{Re} Z_i|}}, \quad b_i = \frac{U_i - Z_i^* I_i}{2\sqrt{|\operatorname{Re} Z_i|}} \quad (i=1, 2);$$

$U_i, I_i$  — комплексные амплитуды напряжений и токов на входе и выходе четырехполюсника,  $Z_i$  — комплексные сопротивления генератора ( $i=1$ ) и нагрузки ( $i=2$ ) в плоскости входных и выходных клемм четырехполюсника соответственно; звездочкой отмечены комплексно-сопряженные величины;  $S'_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0}$ ,  $S'_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0}$  — коэффициенты отражения от входа и выхода четырехполюсника при согласовании на его выходе ( $a_2=0$ ) и входе ( $a_1=0$ ) соответственно;  $S'_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0}$ ,  $S'_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0}$  — коэффициенты прямой и обратной передачи, определенные при тех же условиях.

Комплексные величины  $a_i$  и  $b_i$  принято называть *волнами мощности*, хотя они имеют размерность корня квадратного из мощности. Отношения этих величин, т. е.  $S'$ -параметры, не имеют ясного физического смысла. Однако введение волн  $a_i, b_i$ , а также матрицы рассеяния  $S'$  целесообразно по следующим причинам. Во-первых, квадраты модулей  $a_i, b_i$  действительно являются падающими и отраженными волнами мощности, а их отношения — коэффициентами передачи и отражения мощности. Во-вторых, при равенстве сопротивлений  $Z_i$  волновому сопротивлению  $Z_0$  подводящих линий передачи волны  $a_i, b_i$  сводятся к нормированным волнам напряжения  $U_{i\text{пад}}/\sqrt{Z_0}$  и  $U_{i\text{отр}}/\sqrt{Z_0}$  соответственно, а  $S'$ -параметры — к  $S$ -параметрам.

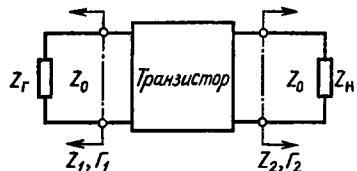


Рис. 9.3. К определению связи между  $S'$ - и  $S$ -параметрами транзистора.

Четырехполюсник в рассогласованной линии передачи с волновым сопротивлением  $Z_0$

стор, показанной на рис. 9.3, запишем выражения, связывающие падающие и отраженные волны мощности с токами и напряжениями на клеммах четырехполюсника, а также отраженные волны напряжения с падающими:

$$a_i = \frac{U_i + Z_i I_i}{2\sqrt{|\operatorname{Re} Z_i|}}, \quad b_i = \frac{U_i - Z_i^* I_i}{2\sqrt{|\operatorname{Re} Z_i|}},$$

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

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

$$U_i = U_{i\text{пад}} + U_{i\text{отр}}, \quad I_i = \frac{1}{Z_0} (U_{i\text{пад}} - U_{i\text{отр}}), \quad i=1, 2.$$

Решив эту систему уравнений с помощью ориентированного графа, получим следующие соотношения для параметров матрицы рассеяния волн мощности:

$$S'_{11} = \frac{A_1^*}{A_1} \frac{S_{11} - \Gamma_1^* + \Gamma_1^* \Gamma_2 S_{22} - \Gamma_2 \Delta}{1 - \Gamma_1 S_{11} - \Gamma_2 S_{22} + \Gamma_1 \Gamma_2 \Delta}, \quad (9.1)$$

$$S'_{12} = \frac{A_2^*}{A_1} \frac{S_{12} (1 - |\Gamma_1|^2)}{1 - \Gamma_1 S_{11} - \Gamma_2 S_{22} + \Gamma_1 \Gamma_2 \Delta}, \quad (9.2)$$

$$S'_{21} = \frac{A_1^*}{A_2} \frac{S_{21} (1 - |\Gamma_2|^2)}{1 - \Gamma_1 S_{11} - \Gamma_2 S_{22} + \Gamma_1 \Gamma_2 \Delta}, \quad (9.3)$$

$$S'_{22} = \frac{A_2^*}{A_2} \frac{S_{22} - \Gamma_2^* + \Gamma_1 \Gamma_2^* S_{11} - \Gamma_1 \Delta}{1 - \Gamma_1 S_{11} - \Gamma_2 S_{22} + \Gamma_1 \Gamma_2 \Delta}, \quad (9.4)$$

где

$$\Delta = S_{11} S_{22} - S_{12} S_{21}; \quad (9.5)$$

$$A_i = \frac{1 - \Gamma_i^*}{|1 - \Gamma_i|} (1 - |\Gamma_i|^2)^{\frac{1}{2}}, \quad \Gamma_i = \frac{Z_i - Z_0}{Z_i + Z_0}, \quad i=1, 2.$$

Измеренные  $S$ -параметры и коэффициенты отражения  $\Gamma_i$ , а также рассчитанные  $S'$ -параметры позволяют определять основные характеристики усилителя. Так, *реализуемый номинальный коэффициент усиления мощности*, определяемый как отношение мощности в нагрузке к номинальной мощности генератора (т. е. к максимальной мощности, которую генератор может отдать в согласованную с ним внешнюю цепь), равен

$$K_{P\text{ном}} = |S'_{21}|^2 = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_1|^2)(1 - |\Gamma_2|^2)}{|1 - \Gamma_1 S_{11} - \Gamma_2 S_{22} + \Gamma_1 \Gamma_2 \Delta|^2}. \quad (9.6)$$

Использование  $S$  и  $S'$ -параметров позволяет применять для расчета транзисторных усилителей СВЧ графоаналитические методы, что делает расчет более наглядным.

В дальнейшем ввиду малых размеров транзисторов СВЧ будем называть сопротивление генератора в плоскости входных клемм четырехполюсника и сопротивление нагрузки в плоскости его выходных клемм соответственно сопротивлением генератора и нагрузки в плоскости транзистора.

### § 9.3. Устойчивость транзисторных усилителей СВЧ

Транзисторный усилитель СВЧ может обеспечить заданные электрические характеристики, если транзистор правильно на-

гружен, т. е. если сопротивления источника сигнала и нагрузки в плоскости транзистора имеют вполне определенные значения. Сопротивления же реальных источника сигнала и нагрузки, как правило, равны 50 Ом, поэтому усилитель должен включать в себя *согласующие цепи*, осуществляющие *трансформацию сопротивлений*. В соответствии с этим *структурная схема усилителя* может быть представлена в виде, изображенном на рис. 9.4. Здесь  $CU_1$  и  $CU_2$  — согласующие цепи на входе и выходе усилителя, причем  $CU_1$  трансформирует сопротивление реального источника сигнала  $Z_r = Z_0$  в сопротивление  $Z_1$  в плоскости транзистора, а  $CU_2$  трансформирует  $Z_h = Z_0$  в  $Z_2$ .

Структурная схема усилителя, представленная на рис. 9.4, является простейшей. При необходимости она может быть до-

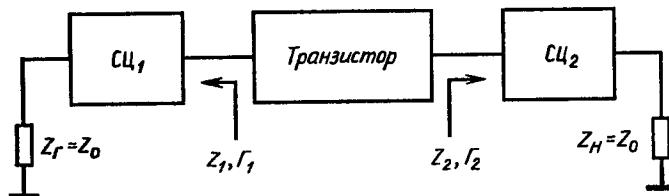


Рис. 9.4. Структурная схема однокаскадного усилителя

полнена другими цепями, например осуществляющими выравнивание амплитудно-частотной характеристики усилителя (при широкой полосе пропускания).

При расчете транзисторного усилителя СВЧ следует обращать внимание на обеспечение его устойчивости. Устойчивость усилителя определяется  $S$ -параметрами транзистора и сопротивлениями, на которые он нагружен. На сравнительно низких частотах транзистор обладает выраженным невзаимными свойствами и усилитель на таком приборе работает устойчиво. В диапазоне СВЧ транзистор в значительной степени утрачивает свойство невзаимности из-за наличия паразитных обратных связей (как внутренней, так и внешних), поэтому при некоторых сопротивлениях источника сигнала и нагрузки в плоскости транзистора усилитель может возбудиться.

Самовозбуждение усилителя возможно лишь в случае, когда активная составляющая входного и (или) выходного сопротивления транзистора становится отрицательной. Отрицательному активному сопротивлению соответствует коэффициент отражения, модуль которого больше единицы. Так, если отрицательной является активная составляющая входного сопротивления транзистора, то  $|S'_{11}| > 1$ , а если выходного, то  $|S'_{22}| > 1$ . Входное сопротивление транзистора зависит от сопротивления его выходной нагрузки, а выходное — от сопротивления входной.

Введем понятия безусловной (или абсолютной) и условной

устойчивости усилителя. Усилитель считается *безусловно устойчивым* в заданном диапазоне частот, если он не возбуждается в этом диапазоне при любых сопротивлениях пассивных внешних нагрузок ( $Z_1$  и  $Z_2$  на рис. 9.4). Если существуют нагрузки, способные привести усилитель к самовозбуждению, то он является *условно устойчивым* (или потенциально устойчивым, или потенциально неустойчивым). В безусловно устойчивом усилителе активные составляющие входного и выходного сопротивлений транзистора должны оставаться положительными при любых нагрузочных сопротивлениях  $Z_1$  и  $Z_2$  соответственно, если активные составляющие последних также положительны. Это можно представить в виде  $|S'_{11}| < 1$  при  $|\Gamma_2| < 1$ ;  $|S'_{22}| < 1$  при  $|\Gamma_1| < 1$ .

Подставляя сюда выражения (9.1) и (9.4) и анализируя полученные неравенства, можно показать, что для безусловной устойчивости усилителя необходимо и достаточно выполнение следующих соотношений:

$$\begin{aligned} |S_{12}S_{21}| &< 1 - |S_{11}|^2, \\ |S_{12}S_{21}| &< 1 - |S_{22}|^2, \\ 2|S_{12}S_{21}| &< 1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2. \end{aligned} \quad (9.7)$$

где  $\Delta$  — определяется формулой (9.5).

Последнее неравенство (9.7) принято записывать в виде  $k_y > 1$ , где параметр

$$k_y = \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12}S_{21}|} \quad (9.8)$$

называется *коэффициентом устойчивости* (отметим, что  $k_y$  — *инвариантный* коэффициент устойчивости, поскольку не зависит от системы матричных параметров, в которой он определяется). Условие  $k_y > 1$ , являющееся необходимым, но недостаточным условием безусловной устойчивости усилителя, означает, что возможно одновременное комплексно-сопряженное согласование на входе и выходе транзистора. При  $k_y < 1$  транзистор можно согласовать только с одной стороны. Случай  $k_y = 1$  является предельным, когда двустороннее согласование возможно.

Условия безусловной устойчивости иногда записывают в виде

$$k_y > 1, \quad B_1 > 0, \quad B_2 > 0, \quad (9.9)$$

$$B_1 = 1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |\Delta|^2; \quad (9.10)$$

$$B_2 = 1 + |S_{22}|^2 - |S_{11}|^2 - |\Delta|^2. \quad (9.11)$$

Однако такая форма записи, хотя и удобна при анализе устойчивости усилителя и пользовании расчетными формулами, не является обоснованной. Доказано, что если первое из неравенств (9.7) выполняется, то всегда  $B_2 > 0$ , а при выполнении второго неравенства (9.7) всегда  $B_1 > 0$ . Обратное же утверждение несправедливо, т. е.  $B_1$  и  $B_2$  могут быть положительными и при нарушении соответствующих неравенств (9.7). Поэтому соотно-

шениями (9.9) можно пользоваться лишь после проверки их с помощью (9.7).

Нарушение любого из неравенств (9.7) делает усилитель потенциально неустойчивым, т. е. при определенных сопротивлениях источника сигнала и нагрузки он может возбудиться.

В случае потенциально неустойчивого усилителя важно определить *области допустимых сопротивлений входной и выходной нагрузок* в плоскости транзистора, при которых усилитель будет работать устойчиво. Если выходная (входная) нагрузка выбрана правильно, то активная составляющая входного (выходного) сопротивления транзистора будет положительной и модуль коэффициента отражения от его входа (выхода) меньше единицы:  $|S'_{11}| < 1$  ( $|S'_{22}| < 1$ ).

Известно, что все возможные сопротивления пассивной нагрузки и соответствующие коэффициенты отражения заключены внутри *круговой диаграммы полных сопротивлений (проводимостей)*. Условимся называть круговую диаграмму, относящуюся к входной (выходной) нагрузке, плоскостью входной (выходной) нагрузки.

Найдем на плоскости выходной нагрузки, т. е. на соответствующей круговой диаграмме, область допустимых сопротивлений этой нагрузки, при которых активная составляющая входного сопротивления транзистора остается положительной. Решение неравенства  $|S'_{11}| < 1$ , где  $S'_{11}$  задается формулой (9.1), показывает, что границей области допустимых сопротивлений выходной нагрузки является окружность, радиус  $r_{s2}$  которой и координата центра  $r_{s2}$  относительно центра круговой диаграммы определяются следующими соотношениями (при  $i=2, j=1$ ):

$$r_{si} = \frac{C_i^*}{D_i}, \quad r_{si} = \left| \frac{S_{12}S_{21}}{D_i} \right|, \quad (9.12)$$

где

$$C_i = S_{ii} - \Delta S_{jj}^*, \quad D_i = |S_{ii}|^2 - |\Delta|^2. \quad (9.13)$$

Эту окружность принято называть *окружностью устойчивости* (или *окружностью неустойчивости*).

Аналогично, неравенство  $|S'_{22}| < 1$ , где  $S'_{22}$  описывается формулой (9.4), определяет область допустимых сопротивлений входной нагрузки, при которых активная составляющая выходного сопротивления транзистора является положительной. Граница этой области — окружность устойчивости на плоскости входной нагрузки — задается координатой центра  $r_{s1}$  и радиусом  $r_{s1}$ , определяемыми формулами (9.12) при  $i=1, j=2$ .

Возможны шесть различных случаев расположения окружности устойчивости относительно круговой диаграммы, определяющей все возможные сопротивления нагрузки (рис. 9.5). Для определенности положим, что окружность устойчивости постро-

ена на плоскости выходной нагрузки. Область допустимых сопротивлений нагрузки (или область устойчивости) может находиться внутри или вне окружности устойчивости. Это зависит от расположения этой окружности относительно центра круговой диаграммы, который соответствует режиму согласования и всегда принадлежит области устойчивости. Поэтому если окружность устойчивости не охватывает центр круговой диаграммы, т. е. если  $|r_{s2}| > r_{s2}$ , то область устойчивости находится вне этой окружности (левые рисунки), в противном случае — внутри окружности (правые рисунки). Области недопустимых сопротивлений нагрузки (области неустойчивости) на рис. 9.5 заштрихованы. Диаграммы на рис. 9.5, а соответствуют безусловно устойчивым усилителям, поскольку области неустойчивости расположены за пределами круговой диаграммы, остальные — потенциально неустойчивым. Аналогичный вид имеют окружности устойчивости и на плоскости входной нагрузки.

Построив по формулам (9.12) окружности устойчивости входной и выходной нагрузок, получим информацию, позволяющую создать устойчиво работающий усилитель. Так, если выходная нагрузка усилителя выбрана в области устойчивости на плоскости выходной нагрузки, то активная составляющая входного сопротивления транзистора окажется положительной и входную нагрузку усилителя в принципе можно выбрать произвольно, но так, чтобы она не попала в область неустойчивости на плоскости входной нагрузки. Если это по какой-либо причине сразу выполнить не удается, процедуру повторяют.

#### § 9.4. Расчет узкополосных усилителей графоаналитическим методом

Расчет усилителя начинается с выбора транзистора, схемы его включения и определения (измерения) *S*-параметров транзистора в условиях, максимально приближенных к реальным.

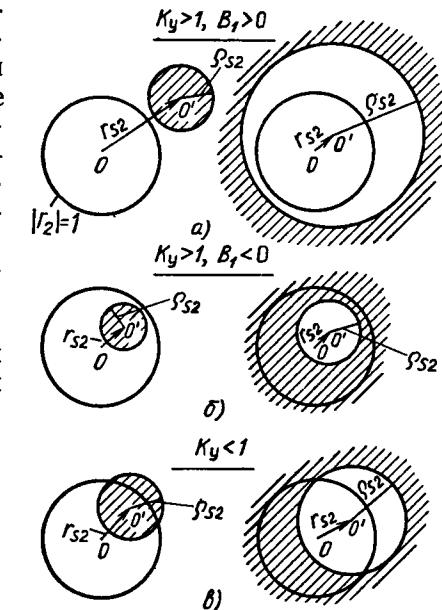


Рис. 9.5. Варианты расположения окружности устойчивости на круговой диаграмме выходной нагрузки усилителя

Усилитель с узкой полосой пропускания, не превышающей нескольких процентов, рассчитывается на центральной частоте рабочего диапазона. Определяются его устойчивость, коэффициент усиления мощности, коэффициент шума и амплитудно-частотная характеристика.

По известным  $S$ -параметрам транзистора с помощью формулы (9.8) вычисляют коэффициент устойчивости  $k_y$ . При  $k_y < 1$  усилитель потенциально неустойчив. Если  $k_y > 1$ , проверяют, выполняются ли остальные два неравенства условий (9.7). При нарушении хотя бы одного из них усилитель также потенциально неустойчив. Кроме того, по формулам (9.10), (9.11) рассчитывают вспомогательные параметры транзистора  $B_1$  и  $B_2$  и проверяют соответствие условий (9.9) условиям (9.7). Если такое соответствие имеется, соотношения (9.9) в дальнейшем можно использовать в качестве условий безусловной устойчивости усилителя.

Расчет усилителя (см. рис. 9.4) на заданный коэффициент усиления мощности включает в себя следующие этапы:

1) определение сопротивлений источника сигнала  $Z_1$  и нагрузки  $Z_2$  в плоскости транзистора, при которых обеспечивается этот коэффициент усиления;

2) расчет согласующих цепей ( $C_{Ц1}$  и  $C_{Ц2}$ ), трансформирующих сопротивления  $Z_r$  и  $Z_h$  реальных источника сигнала и нагрузки (как правило,  $Z_r = Z_h = Z_0 = 50 \Omega$ ) соответственно в сопротивления  $Z_1$  и  $Z_2$  в плоскости транзистора.

**Режим двустороннего согласования при  $k_y > 1$ .** При одновременном согласовании на входе и выходе транзистора коэффициент усиления мощности безусловно устойчивого усилителя ( $B_i > 0$ ) получается максимальным ( $K_{P\max}$ ), а потенциально неустойчивого ( $B_i < 0$ ) — минимальным ( $K_{P\min}$ ). Определим сопротивления источника сигнала и нагрузки в плоскости транзистора, при которых реализуется режим двустороннего согласования, и получим выражения для коэффициентов усиления в этом режиме.

Из физических соображений ясно, что при двустороннем согласовании модули коэффициентов отражения на входе и выходе нагруженного транзистора равны нулю, т. е.  $|S'_{11}| = 0$ ,  $|S'_{22}| = 0$ . Приравняем нулю модули выражений (9.1) и (9.4) и решим эту систему уравнений относительно коэффициентов отражения от нагрузок в плоскости транзистора:

$$\Gamma_{1m} = \frac{B_1 \mp \sqrt{B_1^2 - 4|C_1|^2}}{2C_1}, \quad (9.14)$$

$$\Gamma_{2m} = \frac{B_2 \mp \sqrt{B_2^2 - 4|C_2|^2}}{2C_2}, \quad (9.15)$$

где  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  определяются формулами (9.10), (9.11), (9.13);

знак минус перед радикалами соответствует случаю  $B_i > 0$ , знак плюс — случаю  $B_i < 0$  [ $i=1$  для (9.14),  $i=2$  для (9.15)]; индекс  $m$  означает согласование (от англ. *match*).

Из выражений (9.14) и (9.15) следует, что при двустороннем согласовании коэффициенты отражения связаны между собой соотношениями

$$\Gamma_{1m} = \left[ \frac{S_{11} - \Gamma_{2m}\Delta}{1 - \Gamma_{2m}S_{22}} \right]^*, \quad (9.16)$$

$$\Gamma_{2m} = \left[ \frac{S_{22} - \Gamma_{1m}\Delta}{1 - \Gamma_{1m}S_{11}} \right]^*. \quad (9.17)$$

Заметим, что соотношения (9.16) и (9.17) в принципе можно использовать независимо друг от друга, поскольку (9.16) описывает связь между коэффициентами отражения с учетом согласования только на входе транзистора (согласования на выходе при этом может и не быть — тогда в обозначении  $\Gamma_{2m}$  пропадает индекс  $m$ ), а (9.17) отражает наличие согласования только на выходе транзистора (если при этом вход не согласован, то индекс  $m$  пропадает в обозначении  $\Gamma_{1m}$ ).

По известным коэффициентам отражения от нагрузок в плоскости транзистора можно определить сопротивления нагрузок либо по формуле

$$Z_{im} = Z_0 \frac{1 + \Gamma_{im}}{1 - \Gamma_{im}}, \quad i = 1, 2, \quad (9.18)$$

либо с помощью круговой диаграммы. Для этого значения  $\Gamma_{1m}$  и  $\Gamma_{2m}$  нанесем на круговую диаграмму полных сопротивлений, нормированную относительно  $Z_0$ , и считаем с нее соответствующие нормированные сопротивления  $z_{1m}$  и  $z_{2m}$ . Абсолютные значения сопротивлений получим, умножив нормированные значения на  $Z_0$ :  $Z_{im} = z_{im}Z_0$ ,  $i = 1, 2$ . Заметим, что в случае потенциально неустойчивого усилителя эти нагрузки не попадают в область неустойчивости.

Входное  $Z_{bx}$  и выходное  $Z_{vbx}$  сопротивления транзистора при нагрузках  $Z_{1m}$  и  $Z_{2m}$ , обеспечивающих режим двустороннего согласования, равны:  $Z_{bx} = Z_{1m}^*$ ,  $Z_{vbx} = Z_{2m}^*$ .

Найдем теперь коэффициент усиления мощности при двустороннем согласовании, для чего подставим в формулу (9.6) выражения (9.14) и (9.15) для коэффициентов отражения  $\Gamma_{1m}$  и  $\Gamma_{2m}$ . В результате получим:

для безусловно устойчивого усилителя ( $B_i > 0$ )

$$K_{P\max} = \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| \left( k_y - \sqrt{k_y^2 - 1} \right), \quad (9.19)$$

для потенциально неустойчивого ( $B_i < 0$ )

$$K_{P\min} = \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| \left( k_y + \sqrt{k_y^2 - 1} \right). \quad (9.20)$$

С уменьшением коэффициента устойчивости  $k_y$  коэффициент

усиления  $K_{P\max}$  безусловно устойчивого усилителя возрастает и при  $k_y=1$  достигает наибольшего значения  $K_{P\max}=|S_{21}/S_{12}|$ .

**Режим фиксированного усиления в безусловно устойчивом усилителе.** Пусть в безусловно устойчивом усилителе нужно получить коэффициент усиления мощности  $K_P$ , меньший максимального  $K_{P\max}$ , определяемого соотношением (9.19). Уменьшение коэффициента усиления можно добиться, вводя рассогласование на входе и (или) выходе транзистора. Практически согласование на входе сохраняют, а нужный коэффициент усиления получают с помощью выходной нагрузки. Все сопротивления нагрузки, обеспечивающие необходимый коэффициент усиления при условии согласования на других клеммах транзистора, лежат на окружности, называемой *окружностью постоянного усиления*. Положение центра  $r_{g2}$  и радиус  $\rho_{g2}$  этой окружности на плоскости выходной нагрузки задаются следующими соотношениями (при  $i=2$ ):

$$r_{gi} = \frac{g}{1 + D_i g} C_i^*, \quad (9.21)$$

$$\rho_{gi} = \frac{(1 - 2k_y |S_{12}S_{21}| g + |S_{12}S_{21}|^2 g^2)^{1/2}}{1 + D_i g},$$

где  $g=K_P/|S_{21}|^2$ ;  $C_i, D_i$  определяются формулами (9.13).

Нагрузку  $z_2$  на окружности постоянного усиления (рис. 9.6) можно выбрать произвольно. Однако целесообразно остановиться на таком сопротивлении, которое характеризуется наименьшим коэффициентом отражения (т. е. минимальным  $|\Gamma_2|$ ). Это сопротивление находится в точке пересечения окружности постоянного усиления с прямой, соединяющей центр этой окружности с центром круговой диаграммы. Так, при  $|r_{g2}| > \rho_{g2}$

$$|\Gamma_2| = |r_{g2}| - \rho_{g2}, \quad \Gamma_2 = |\Gamma_2| e^{j\varphi_{rg2}},$$

где  $\varphi_{rg2}$  — фаза радиус-вектора  $r_{g2}$ .

Определив по круговой диаграмме  $z_2$  и  $\Gamma_2$ , рассчитаем затем коэффициент отражения  $\Gamma_{1m}$  от входной нагрузки из условия согласования на входе транзистора [формула (9.16), в которой у  $\Gamma_{2m}$  слева опустить индекс  $m$ ]. По известному  $\Gamma_{1m}$  определим с помощью круговой диаграммы или по формуле (9.18) сопротивление источника сигнала в плоскости транзистора  $Z_{1m}$ .

Коэффициент усиления, равный  $K_P$ , в принципе можно получить и соответствующим выбором входной нагрузки при условии согласования на выходе транзистора. Координата центра  $r_{g1}$  и радиус  $\rho_{g1}$  окружности постоянного усиления на плоскости вход-

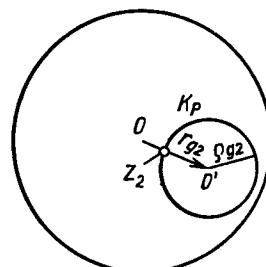


Рис. 9.6. Окружность постоянного усиления на круговой диаграмме выходной нагрузки усилителя

ной нагрузки определяются соотношениями (9.21) при  $i=1$ . Выбрав аналогично нагрузку  $z_1(G_1)$  на окружности постоянного усиления, определим коэффициент отражения  $\Gamma_{2m}$  из условия согласования на выходе транзистора [формула (9.17), в которой у  $\Gamma_{1m}$  надо опустить индекс  $m$ ]. Затем определим  $Z_{2m}$ . Заметим, что второй случай применяется значительно реже.

**Режим фиксированного усиления в потенциально неустойчивом усилителе.** В потенциально неустойчивом усилителе при  $k_y > 1$  можно получить любой коэффициент усиления  $K_P$ , больший минимального  $K_{P\min}$ , соответствующего режиму двустороннего сопряженного согласования. Для этого надо ввести рассогласование на входе или выходе транзистора (или одновременно на входе и выходе). При  $k_y < 1$  режим двустороннего согласования неосуществим и выражение для  $K_{P\min}$  (9.20) теряет смысл. Однако одностороннее согласование возможно. В случае  $k_y < 1$  можно получить принципиально любой коэффициент усиления. В потенциально неустойчивом усилителе требуемый коэффициент усиления реализуют, как правило, выбором выходной нагрузки при согласовании на входе транзистора.

Расчет начнем с построения окружностей устойчивости входной и выходной нагрузок на круговой диаграмме полных сопротивлений. Координата центра  $r_{s1}$  и радиус  $\rho_{s1}$  окружности устойчивости задаются формулами (9.12) при  $i=1$  для входной нагрузки и при  $i=2$  для выходной. На рис. 9.7 окружность устойчивости выходной нагрузки изображена сплошной линией, а входной — штриховой. Области запрещенных сопротивлений нагрузок заштрихованы. Затем на той же круговой диаграмме построим окружность постоянного усиления, которая соответствует выходной нагрузке. Положение центра  $r_{g2}$  и радиус  $\rho_{g2}$  этой окружности определяются соотношениями (9.21) при  $i=2$ . Заметим, что центры окружностей постоянного усиления лежат на прямой, соединяющей центр соответствующей окружности устойчивости с центром круговой диаграммы.

На окружности постоянного усиления можно выбрать любое сопротивление  $z_2$ , не попадающее в область неустойчивости выходной нагрузки. Желательно, чтобы модуль соответствующего коэффициента отражения ( $|\Gamma_2|$ ) был возможно меньшим. Определив по диаграмме  $z_2$  и  $\Gamma_2$ , вычислим по формуле (9.16) коэффициент отражения  $\Gamma_{1m}$  от входной нагрузки при условии согласования на входе транзистора. По известному  $\Gamma_{1m}$  определим сопротивление  $Z_{1m}$  и про-

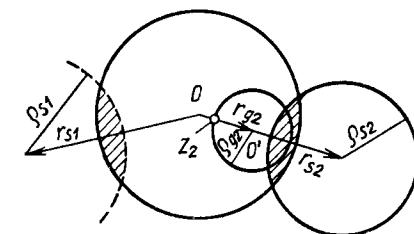


Рис. 9.7. Окружности устойчивости входной и выходной нагрузок усилителя и окружность постоянного усиления на круговой диаграмме

верим, не попало ли оно в область неустойчивости входной нагрузки. Если выбор выходной нагрузки оказался неудачным, расчет следует повторить.

**Согласующие цепи.** После определения сопротивлений нагрузок  $Z_1$  и  $Z_2$  в плоскости транзистора, обеспечивающих заданный коэффициент усиления, надо рассчитать согласующие цепи СЦ<sub>1</sub> и СЦ<sub>2</sub> (см. рис. 9.4), которые трансформируют сопротивления реальных источника сигнала (генератора)  $Z_r$  и нагрузки  $Z_n$  (как правило, равные  $Z_0=50$  Ом) в сопротивления  $Z_1$  и  $Z_2$ . В узкополосных усилителях, где важнейшим параметром является коэффициент шума, основным требованием, предъявляемым к согласующим цепям, является минимальность активных потерь. Цепи без потерь, как известно, не являются источником шума, поэтому согласующие цепи строят на реактивных элементах с сосредоточенными и распределенными параметрами: индуктивностях, емкостях, отрезках МПЛ. Основные элементы согласующих цепей на МПЛ — это отрезок линии относительной длиной  $l/\lambda$  (где  $\lambda$  — длина волн в линии), короткозамкнутый и разомкнутый шлейфы. Методики и примеры расчета согласующих цепей приведены во многих опубликованных работах. В § 9.5 дан расчет одного из вариантов согласующих цепей.

**Коэффициент шума усилителя.** Важнейшим параметром усилителя СВЧ, используемого в качестве малошумящего, является **коэффициент шума** (или *шумовая температура*). Известно, что коэффициент шума усилителя зависит от сопротивления (проводимости) источника сигнала в плоскости транзистора и что соответствующим выбором этого сопротивления можно минимизировать коэффициент шума. Сопротивления источника сигнала, соответствующие *режимам максимального усиления* (в случае безусловно устойчивого усилителя) и *минимального коэффициента шума*, не совпадают. Поэтому сопротивление источника сигнала часто выбирают из компромиссных соображений. При этом желательно получить на выходе усилителя возможно меньший коэффициент стоячей волны напряжения  $K_{st\ u}$ .

Коэффициент шума  $K_w$  усилителя при произвольном сопротивлении источника сигнала в плоскости транзистора  $Z_1$  может быть рассчитан по формуле

$$K_w = K_{w\min} + \frac{4R_w \operatorname{Re} Z_1 |\Gamma_1 - \Gamma_{w\min}|^2}{Z_0^2 |1 - \Gamma_1|^2 |1 + \Gamma_{w\min}|^2}. \quad (9.22)$$

Здесь приняты следующие обозначения:  $K_{w\min}$  — минимальный коэффициент шума, достижимый при сопротивлении источника сигнала  $Z_{w\min}$ ;

$$\Gamma_1 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0}; \quad \Gamma_{w\min} = \frac{Z_{w\min} - Z_0}{Z_{w\min} + Z_0}$$

— коэффициенты отражения от нагрузок  $Z_1$  и  $Z_{w\min}$  соответственно, измеренные в линии со стандартным волновым сопротив-

лением  $Z_0$ ;  $R_w$  — эквивалентное шумовое сопротивление транзистора.

Чтобы проводить вычисления по формуле (9.22), надо предварительно определить (например, измерить) входящие в нее параметры  $K_{w\min}$ ,  $\Gamma_{w\min}$  и  $R_w$ . Практически в связи с трудностями измерения эквивалентного шумового сопротивления  $R_w$  его рассчитывают по формуле (9.22), дополнительно измерив коэффициент шума при каком-либо известном нагрузочном сопротивлении, например равном волновому сопротивлению линии передачи ( $Z_1 = Z_0$ ,  $\Gamma_1 = 0$ ).

Соотношение (9.22) может быть представлено в виде семейства окружностей постоянного коэффициента шума на круговой диаграмме, соответствующей входной нагрузке. Выражения, определяющие радиус окружности и положение ее центра относительно центра круговой диаграммы, довольно громоздки и здесь не приводятся. Если на плоскости входной нагрузки построить еще и семейство окружностей постоянного усиления при согласованном выходе, то выбор сопротивления источника сигнала станет весьма наглядным.

## § 9.5. Примеры расчета узкополосных усилителей

Рассчитаем однокаскадные усилители на транзисторе КТ3115, включенном по схеме с общим эмиттером, предназначенные для работы на частотах 1 и 2,25 ГГц. Значения  $S$ -параметров транзистора на этих частотах приведены в табл. 9.1. Па-

Таблица 9.1

Частота, ГГц	$ S_{11} $	$\Phi_{S11}$	$ S_{12} $	$\Phi_{S12}$	$ S_{21} $	$\Phi_{S21}$	$ S_{22} $	$\Phi_{S22}$
1,0	0,39	-111°	0,044	46,5°	5,31	102°	0,74	-30°
2,25	0,27	-165°	0,065	40,5°	2,81	61,5°	0,63	-37°

раметры  $S_{ij}$  ( $i, j = 1, 2$ ) представлены в показательной форме, т. е. указаны их модули  $|S_{ij}|$  и фазы  $\Phi_{Sij}$ .

**Пример 1.** Рассчитаем сначала узкополосный усилитель, центральная частота которого равна 2,25 ГГц.

Определим вспомогательные параметры транзистора и проверим его устойчивость:

$$\Delta = S_{11} S_{22} - S_{12} S_{21} = 0,166 e^{-j136,17^\circ};$$

$$C_1 = S_{11} - \Delta S_{22}^* = 0,246 e^{j172,22^\circ};$$

$$C_2 = S_{22} - \Delta S_{11}^* = 0,613 e^{-j40,82^\circ};$$

$$D_2 = |S_{22}|^2 - |\Delta|^2 = 0,369;$$

$$|S_{12}S_{21}| < 1 - |S_{11}|^2, \text{ т. е. } 0,183 < 0,927;$$

$$|S_{12}S_{21}| < 1 - |S_{22}|^2, \text{ т. е. } 0,183 < 0,603;$$

$$k_y = \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12}S_{21}|} = 1,527;$$

$$B_1 = 1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |\Delta|^2 = 0,648;$$

$$B_2 = 1 + |S_{22}|^2 - |S_{11}|^2 - |\Delta|^2 = 1,296.$$

Как видим, условия безусловной устойчивости (9.7) выполняются (кроме того,  $k_y > 1$ ,  $B_1 > 0$ ,  $B_2 > 0$ ) и усилитель может быть рассчитан на максимальный коэффициент усиления мощности

$$K_{P_{\max}} = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \left( k_y - \sqrt{k_y^2 - 1} \right) = 16,127 = 12,075 \text{ дБ},$$

который реализуется в режиме двустороннего согласования, т. е. при

$$\Gamma_{1m} = \frac{B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4|C_1|^2}}{2C_1} = 0,461 e^{-j172,22^\circ};$$

$$\Gamma_{2m} = \frac{B_2 - \sqrt{B_2^2 - 4|C_2|^2}}{2C_2} = 0,714 e^{j40,82^\circ}.$$

Значения  $\Gamma_{1m}$  и  $\Gamma_{2m}$  нанесем на круговую диаграмму полных сопротивлений (рис. 9.8) и определим по ней [или с помощью формулы (9.18)] сопротивления источника сигнала и нагрузки в плоскости транзистора: нормированные  $z_{1m} = 0,371 - j0,059$ ;  $z_{2m} = 1,143 + j2,174$ ; абсолютные  $Z_{1m} = z_{1m}Z_0 = 18,539 - j2,934 \Omega$ ;  $Z_{2m} = z_{2m}Z_0 = 57,158 + j108,696 \Omega$ .

Рассчитаем далее согласующие цепи, включенные между этими сопротивлениями и 50-Ом сопротивлениями реальных источника сигнала и нагрузки. Для согласования используем отрезки МПЛ с волновым сопротивлением  $Z_0 = 50 \Omega$ .

При расчете согласующих цепей помимо формул будем пользоваться круговой диаграммой (см. рис. 9.8), что придаст вычислениям наглядность. Круговую диаграмму будем использовать одновременно как диаграмму полных сопротивлений и проводимостей, изменяя при этом лишь физический смысл характерных точек. Так, нижняя точка диаграммы, обозначенная  $\infty$ , соответствует холостому ходу для сопротивлений и короткому замыканию для проводимостей. Отсчет фазового угла коэффициента отражения производится от точки холостого хода, т. е. от нижней точки круговой диаграммы в случае сопротивлений, и от верхней точки, обозначенной 0, в случае проводимостей. За

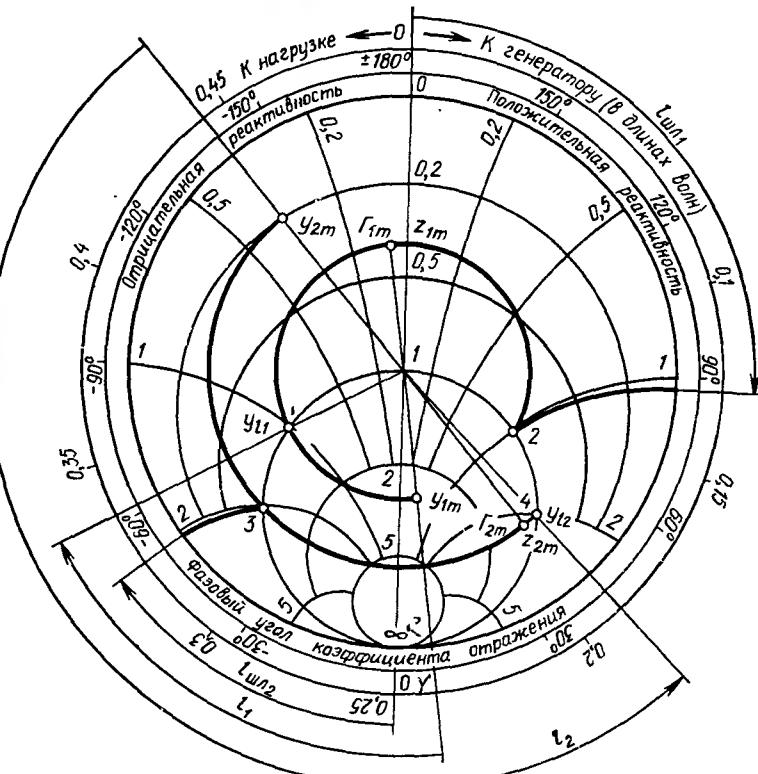


Рис. 9.8. Пример графического расчета усилителя СВЧ на транзисторе КТ3115 на частоту 2,25 ГГц

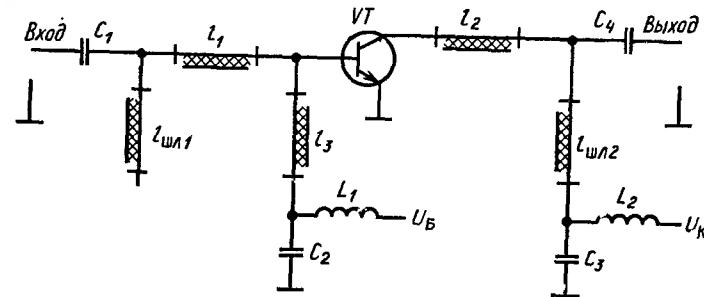


Рис. 9.9. Принципиальная электрическая схема однокаскадного транзисторного усилителя СВЧ

положительное направление отсчета фазового угла принято направление против часовой стрелки.

**Выходная согласующая цепь.** Согласование осуществим с помощью отрезка МПЛ длиной  $l_2$  и параллельного реактивного шлейфа длиной  $l_{шл2}$ , показанных на принципиальной электрической схеме однокаскадного усилителя (рис. 9.9). Отрезок  $l_2$  трансформирует сопротивление  $Z_{2m}=57,158+j108,696$  Ом (или в нормированном виде  $z_{2m}=1,143+j2,174$ ) в проводимость  $Y_{12}=Y_0\pm jB_{12}$  мСм ( $y_{12}=y_0\pm jb_{12}$ ), активная составляющая которой равна волновой проводимости линии  $Y_0=1/Z_0=20$  мСм ( $y_0=1$ ), а параллельный шлейф компенсирует реактивную составляющую  $\pm jB_{12}$  ( $\pm jb_{12}$ ) этой проводимости. В результате проводимость в месте подключения шлейфа становится чисто активной и равной волновой проводимости линии.

Найдем на круговой диаграмме (рис. 9.8) проводимость  $y_{2m}=1/z_{2m}$  как точку на окружности  $|\Gamma_{2m}|=0,714$ , диаметрально противоположную точке  $z_{2m}=1,143+j2,174$ :  $y_{2m}=0,189-j0,360$ . От точки  $y_{2m}$  осуществим поворот по окружности  $|\Gamma_{2m}|=0,714$  против часовой стрелки (к нагрузке) до пересечения с окружностью единичной активной проводимости в точках 3 и 4, где  $y=1\pm jb$ ,  $b=2,038$ . Значение  $b$  уточним по формуле  $b=2|\Gamma_{2m}|/\sqrt{1-|\Gamma_{2m}|^2}$ .

В этих точках можно осуществить согласование с помощью параллельного реактивного шлейфа (короткозамкнутого или разомкнутого), длина которого меньше четверти длины волны в линии. При этом входная проводимость короткозамкнутого шлейфа является отрицательной, а разомкнутого — положительной. Такой короткозамкнутый шлейф надо подключать к сечению линии, в котором реактивная составляющая проводимости положительна, а разомкнутый — к сечению, в котором она отрицательна. Короткозамкнутый шлейф часто более удобен, поскольку его можно использовать для подачи постоянного напряжения на коллектор транзистора, к тому же потери в нем меньше, чем в разомкнутом шлейфе.

Для согласования выберем короткозамкнутый шлейф длиной меньше четверти длины волны в линии. При этом длина отрезка  $l_2$  должна быть такой, чтобы нормированная проводимость на его выходе была равна  $y_{12}=1+j2,038$  (точка 4), что соответствует коэффициенту отражения

$$\Gamma_{12}=\frac{1-y_{12}}{1+y_{12}}=0,714 e^{-j135,53^\circ}.$$

Нормированная входная проводимость шлейфа  $jb_{шл2}=-j2,038$ .

Длину короткозамкнутого шлейфа  $l_{шл2}$  определим по круговой диаграмме полных проводимостей, приняв за начало отсчета точку короткого замыкания — нижнюю точку диаграммы. По окружности чисто реактивных проводимостей ( $|\Gamma|=1$ ) от на-

чальной точки осуществим поворот по часовой стрелке до пересечения с окружностью реактивной проводимости, равной  $-j2,038$ . Определим по диаграмме расстояние между указанными точками в относительных длинах волн:  $l_{шл2}/\Lambda=0,3226-0,25=0,0726$ , где  $\Lambda$  — длина волны в линии. Длину короткозамкнутого шлейфа можно также рассчитать по формуле

$$\begin{aligned}\operatorname{tg}\left(2\pi \frac{l_{шл2}}{\Lambda}\right) &= -\frac{1}{b_{шл2}} = -\frac{1}{-2,038} = 0,4907; \\ l_{шл2} &= \frac{26,14^\circ}{360^\circ} \Lambda = 0,0726\Lambda.\end{aligned}$$

Режим короткого замыкания шлейфа  $l_{шл2}$  на частоте сигнала осуществляется с помощью конденсатора  $C_3$  (см. рис. 9.9).

Определим далее длину отрезка  $l_2$  как расстояние в относительных длинах волн, отсчитываемое против часовой стрелки (к нагрузке) от точки  $y_{2m}$  до точки  $y_{12}$ , или вычислим ее по формуле

$$l_2 = \frac{\varphi_{12} - \varphi_{2m}}{720^\circ} \Lambda,$$

где  $\varphi_{12}=-135,53^\circ$ ;  $\varphi_{2m}=40,82^\circ$ . Так как фазовые углы коэффициентов отражения, входящие в формулу, должны иметь одинаковые знаки, т. е. отсчитываться в одну сторону, то  $\varphi_{12}=360^\circ-135,53^\circ=224,47^\circ$  и  $l_2=0,255\Lambda$ .

**Входная согласующая цепь.** Для согласования используем отрезок МПЛ длиной  $l_1$  и реактивный параллельный шлейф длиной  $l_{шл1}$  (см. рис. 9.9). Аналогично найдем на круговой диаграмме проводимость  $y_{1m}=1/z_{1m}=1/(0,371-j0,059)=2,631+j0,416$ . От этой точки осуществим поворот по часовой стрелке (к источнику сигнала) до пересечения окружности  $|\Gamma_{1m}|=0,461$  с окружностью единичной активной проводимости в точках 1 и 2, где  $y=1\pm jb$ ,

$$b=2|\Gamma_{1m}|/\sqrt{1-|\Gamma_{1m}|^2}=1,038.$$

Из диаграммы следует, что в этом случае меньшая общая протяженность согласующей цепи получается при использовании разомкнутого шлейфа длиной меньше четверти длины волны в линии. Входная проводимость такого шлейфа  $jb_{шл1}=j1,038$ , поэтому проводимость линии в месте подключения шлейфа должна быть равна  $y_{11}=1-j1,038$  (точка 1 на круговой диаграмме). Этой проводимости соответствует коэффициент отражения

$$\Gamma_{11}=\frac{1-y_{11}}{1+y_{11}}=0,461 e^{j117,42^\circ}.$$

Процедура нахождения длины разомкнутого шлейфа  $l_{шл1}$  по круговой диаграмме проводимостей аналогична рассмотренной про-

цедуре для короткозамкнутого шлейфа. Отличие состоит лишь в том, что длину разомкнутого шлейфа отсчитывают не от нижней, а от верхней точки диаграммы, соответствующей холостому ходу (также по часовой стрелке).

Выражение для расчета длины разомкнутого шлейфа имеет вид:

$$\operatorname{ctg} \left( 2\pi \frac{l_{\text{шл1}}}{\Lambda} \right) = \frac{1}{b_{\text{шл1}}} = \frac{1}{1,038} = 0,963;$$

$$l_{\text{шл1}} = \frac{46,06^\circ}{360^\circ} \Lambda = 0,1279 \Lambda.$$

Длина отрезка  $l_1$  определяется по круговой диаграмме (см. рис. 9.8) как расстояние в относительных длинах волн, отсчитываемое от точки  $y_{1m}$  до точки  $y_{1l}$  по часовой стрелке (к источнику сигнала), или рассчитывается по формуле

$$l_1 = \frac{\varphi_{y_{1m}} - \varphi_{y_{1l}}}{720^\circ} \Lambda = \frac{(360^\circ - 172,22^\circ) - 117,42^\circ}{720^\circ} \Lambda = 0,0977 \Lambda.$$

На принципиальной электрической схеме однокаскадного транзисторного усилителя СВЧ (см. рис. 9.9)  $l_3$  — четвертьвольновый отрезок 80-Ом МПЛ, короткозамкнутый на частоте сигнала с помощью конденсатора  $C_2$ , предназначен для подачи напряжения смещения  $U_B$  на базу транзистора;  $L_1, L_2$  — индуктивности, служащие для развязки по питанию;  $C_1, C_4$  — разделительные конденсаторы;  $U_K$  — напряжение коллектора.

**Пример 2.** Рассчитаем теперь узкополосный усилитель, центральная частота которого равна 1 ГГц.

Определим вспомогательные параметры транзистора аналогично тому, как это было сделано в примере 1:

$$\Delta = 0,305 e^{-j94,72^\circ}; \quad C_1 = 0,246 e^{j172,22^\circ};$$

$$C_2 = 0,663 e^{-j37,44^\circ}; \quad D_2 = 0,454;$$

$$k_y = 0,841; \quad B_1 = 0,512; \quad B_2 = 1,303.$$

Так как  $k_y < 1$ , усилитель является потенциально неустойчивым и может обеспечить любое усиление. Пусть требуемый коэффициент усиления  $K_P = 16 \text{ дБ} = 39,811$ , при этом  $g = K_P / |S_{21}|^2 = 39,811 / 5,31^2 = 1,412$ .

Построим окружности устойчивости входной и выходной нагрузок (рис. 9.10). Координата центра и радиус окружности устойчивости соответственно равны: для входной нагрузки

$$r_{s1}^* = \frac{C_1}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2} = 4,816 e^{j145,84^\circ};$$

$$\rho_{s1} = \left| \frac{S_{12}S_{21}}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2} \right| = 3,944;$$

для выходной нагрузки

$$r_{s2}^* = \frac{C_2}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} = 1,459 e^{j37,44^\circ};$$

$$\rho_{s2} = \left| \frac{S_{12}S_{21}}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \right| = 0,514.$$

Поскольку  $|r_{si}| > \rho_{si}$  ( $i=1, 2$ ), области неустойчивости входной и выходной нагрузок заключены внутри соответствующих окружностей. На рис. 9.10 эти области заштрихованы.

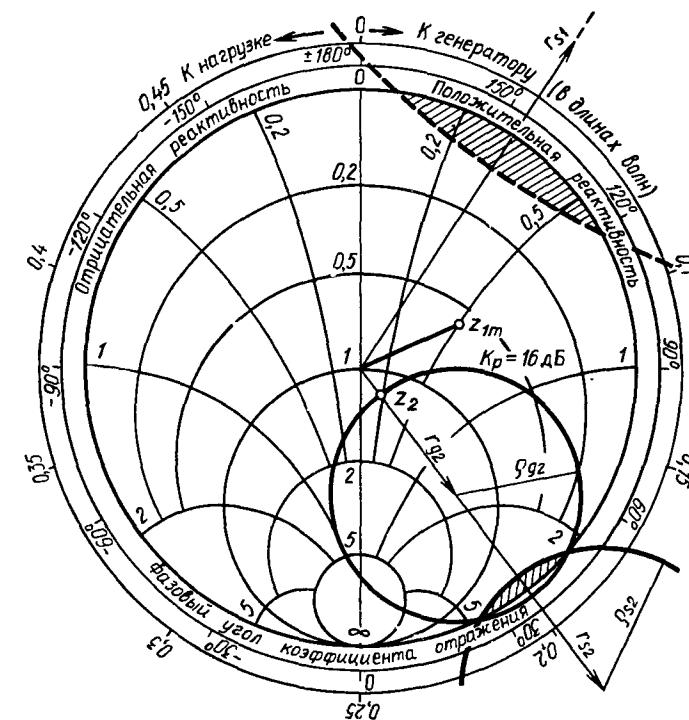


Рис. 9.10. Пример графического расчета усилителя СВЧ на транзисторе КТ3115 на частоту 1 ГГц

Затем построим окружность постоянного усиления  $K_P = 16 \text{ дБ}$ :

$$r_{g2}^* = \frac{g}{1 + D_2 g} C_2^* = 0,570 e^{j37,44^\circ};$$

$$\rho_{g2} = \frac{(1 - 2k_y |S_{12}S_{21}| g + |S_{12}S_{21}|^2 g^2)^{1/2}}{1 + D_2 g} = 0,453.$$

Выберем на этой окружности сопротивление нагрузки, не попа-

дающее в область неустойчивости, в точке пересечения с радиус-вектором  $r_{g2}$ :

$$\Gamma_2 = (|r_{g2}| - \rho_{g2}) e^{j\varphi_{r_{g2}}} = 0,117 e^{j37.44^\circ},$$

$$z_2 = 1,192 + j0,172; \quad Z_2 = 59,593 + j8,618 \text{ Ом.}$$

Определим сопротивление источника сигнала в плоскости транзистора из условия согласования на его входе:

$$\Gamma_{1m} = \left( \frac{S_{11} - \Gamma_2 \Delta}{1 - \Gamma_2 S_{22}} \right)^* = 0,405 e^{j114.76^\circ};$$

$$z_{1m} = 0,556 + j0,489; \quad Z_{1m} = 27,817 + j24,456 \text{ Ом.}$$

Как видим,  $z_{1m}$  не находится в области неустойчивости входной нагрузки, поэтому усилитель будет работать устойчиво.

Согласующие цепи можно рассчитать так же, как в предыдущем примере.

## § 9.6. Особенности построения транзисторных усилителей СВЧ

**Схемы включения транзисторов.** В малошумящих усилителях СВЧ на биполярных транзисторах преимущественно используются схемы включения с общим эмиттером (ОЭ), поскольку они безусловно устойчивы в широкой области частот. Транзисторы с общей базой (ОБ) в большей части частотного диапазона потенциально неустойчивы (имеют коэффициент устойчивости  $k_y$  меньше единицы). В усилителях на транзисторах с ОБ (при  $k_y < 1$ ) может быть получено значительно большее усиление, чем в схемах с ОЭ. Однако увеличение усиления связано сужением полосы пропускания и уменьшением запаса устойчивости усилителя. Кроме того, большие коэффициенты усиления могут быть реализованы лишь при больших сопротивлениях выходной нагрузки, а это затрудняет создание согласующих цепей, предназначенных для работы в диапазоне частот.

Достоинством схемы с ОБ является слабая зависимость коэффициента усиления от частоты. Однако в широкополосных усилителях схема с ОБ не применяется по указанным причинам (из-за неустойчивости транзистора и трудности трансформации нагрузок в широком частотном диапазоне). В широкополосных усилителях целесообразно использовать транзисторы с ОЭ, а в узкополосных — с ОЭ и ОБ, причем транзисторы с ОБ (при  $k_y < 1$ ) позволяют получить значительно более узкие полосы пропускания, чем безусловно устойчивые транзисторы с ОЭ.

**Узкополосные усилители.** Структурная схема узкополосного усилителя, представленная на рис. 9.4, является простейшей: она содержит пассивные цепи, служащие лишь для трансформации сопротивлений (согласующие цепи). В общем случае в со-

став узкополосного усилителя могут входить дополнительные пассивные цепи, предназначенные для формирования требуемой полосы пропускания и обеспечения устойчивости усилителя за пределами рабочей полосы (стабилизирующие цепи).

Проблема формирования полосы пропускания является очень важной при разработке узкополосных усилителей, поскольку транзисторы СВЧ активны в широкой полосе частот. Сформировать требуемую полосу пропускания можно, например, с помощью *фильтра сосредоточенной селекции (ФСС)*, включенного на входе или выходе транзистора. ФСС на входе ослабляет действие помехи, предотвращает нелинейные искажения, обусловленные ее взаимодействием с сигналом, и тем самым повышает помехоустойчивость усилителя. Однако фильтр, включенный на входе, вносит в усилитель дополнительные потери и увеличивает его коэффициент шума. Потери фильтра на центральной частоте полосы пропускания тем больше, чем полоса уже. К ФСС на входе предъявляются более жесткие требования, чем к фильтру, включенному на выходе транзистора. Как правило, ФСС согласуют с линией передачи, поэтому взаимное влияние транзистора и фильтра в полосе пропускания усилителя при расчетах можно не учитывать. Другой возможный способ формирования полосы пропускания — с помощью реактивных цепей, включаемых последовательно с транзистором; при этом могут использоваться и цепи отрицательной обратной связи.

За пределами рабочей полосы в области потенциальной неустойчивости усилитель может возбудиться. Для предотвращения этого в схему усилителя включают *стабилизирующие цепи* с потерями, которые не оказывают влияния на его работу в полосе пропускания и щунтируют транзистор (нагружают на сопротивления, близкие волновым сопротивлениям подводящих линий) в областях потенциальной неустойчивости.

Отметим, что такие функции, как согласование сопротивлений, формирование полосы пропускания и обеспечение устойчивости усилителя, могут выполняться не только различными пассивными цепями, но и одна цепь может использоваться для выполнения двух функций.

**Широкополосные усилители.** При проектировании широкополосных усилителей следует учитывать то обстоятельство, что коэффициент усиления уменьшается с ростом частоты, поэтому расчет таких усилителей и согласование нагрузок производят не на центральной, а на верхней частоте рабочего диапазона (причем в качестве согласующих часто используют реактивные цепи). Избыточное усиление, образующееся на нижних частотах диапазона, устраняют так называемыми *выравнивающими цепями*. Последние могут быть выполнены в виде реактивных или диссипативных цепей.

В усилителях с реактивными выравнивающими цепями корректировка коэффициента усиления в полосе пропускания осущес-

ствляется за счет увеличения рассогласования (увеличения коэффициента отражения) с понижением частоты. Однако при сильном рассогласовании усилители могут самовозбуждаться в областях потенциальной неустойчивости транзистора, а также при каскадировании из-за сильной взаимосвязи каскадов.

При использовании диссипативных выравнивающих цепей избыточное усиление компенсируется в поглощающих элементах цепей, затухание которых возрастает с уменьшением частоты. Коэффициенты отражения от входа и выхода при этом получаются малыми. Диссипативные выравнивающие цепи одновременно могут использоваться и в качестве стабилизирующих, т. е. для подавления усиления за пределами полосы пропускания, хотя эти функции могут выполняться и разными цепями.

Важной особенностью расчета широкополосных усилителей является необходимость использования ЭВМ.

### § 9.7. Практические схемы транзисторных усилителей

Примером практической реализации транзисторного МШУ может служить усилитель в виде гибридной ИС, предназначенный для работы в полосе частот 1,4...1,7 ГГц. Коэффициент шума усилителя не более 4 дБ (среднее значение 3,3 дБ), коэффициент усиления мощности превышает 25 дБ,  $K_{ct\,U}$  входа и выхода не более 2 и 2,5 соответственно.

Усилитель состоит из трех одинаковых каскадов (рис. 9.11). Бескорпусной транзистор КТ3115 включен по схеме с ОЭ. При-

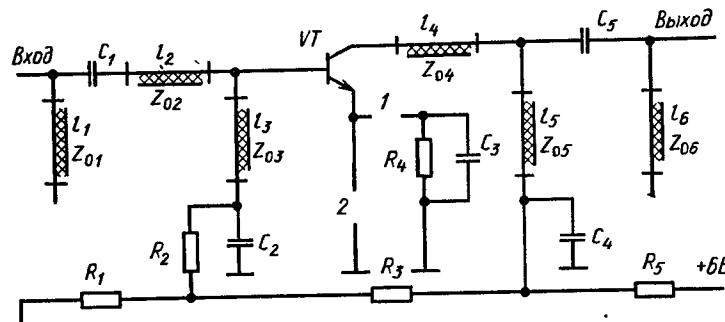


Рис. 9.11. Принципиальная электрическая схема каскада усилителя дециметрового диапазона:

$$l_1, l_6 = 0,4 \dots 4 \text{ мм}; l_2 = 1,8 \dots 8 \text{ мм}; l_3 = 4 \dots 11,2 \text{ мм}; l_4 = 2 \dots 7,2 \text{ мм}; l_5 = 5 \dots 9,1 \text{ мм}; \\ Z_{01}, Z_{06} = 50 \Omega; Z_{02} = Z_{05} = 80 \Omega$$

менение бескорпусных транзисторов позволило уменьшить габариты и коэффициент шума усилителя. Предусмотрены два варианта питания транзистора: со стабилизацией в цепи эмиттера и без нее. Пассивные элементы схемы выполнены на основе

МПЛ. Входная цепь обеспечивает требуемое сопротивление источника сигнала на входе транзистора, при котором коэффициент шума каскада и  $K_{ct\,U}$  входа не превышают заданных значений. Выходная цепь выполняет функцию согласующего трансформатора и выравнивающего фильтра. Межкаскадные цепи используются для согласования и выравнивания амплитудных характеристик усилителя в рабочей полосе частот. Согласующие цепи рассчитывались на верхней частоте рабочего диапазона, выравнивание амплитудных характеристик осуществлялось с использованием ЭВМ.

Каждый каскад усилителя выполнен на отдельной сапфировой подложке ( $\epsilon=10$ ) размерами  $6 \times 8 \times 0,5$  мм. Пассивные элементы схемы изготовлены в виде толстых и тонких пленок и имеют подстроечные площадки. Размеры трехкаскадного усилителя, помещенного в герметизированный металлический корпус,  $60,5 \times 28,5 \times 11,3$  мм.

В заключение отметим, что транзисторные усилители СВЧ работают в диапазоне частот 0,1...25 ГГц, имеют полосу усиления 4...80%, коэффициент усиления на каскад 3,5...20 дБ (типичные значения 5...8 дБ), коэффициент шума 2...6 дБ, динамический диапазон входного сигнала 70...110 дБ (наиболее вероятные значения 80...90 дБ).

К достоинствам транзисторных усилителей СВЧ по сравнению с полупроводниковыми параметрическими усилителями (ППУ) и усилителями на тунNELНЫХ диодах (УТД) помимо отмеченных выше (возможность включения в радиотракт без внешних развязывающих устройств и более простое, чем в УТД, обеспечение устойчивой работы) следует отнести также: больший динамический диапазон, более высокую выходную мощность, меньшую температурную зависимость параметров, очень высокую надежность, меньшую стоимость, меньший, чем в УТД, коэффициент шума вплоть до частот 2...3 ГГц. Однако транзисторные усилители менее высокочастотны, чем ППУ и УТД, и характеризуются большим коэффициентом шума (применительно к УТД — на частотах выше 3 ГГц).

Транзисторные усилители СВЧ используют в качестве входного МШУ в радиоприемных устройствах различного назначения, и они вытесняют УТД из тех частотных диапазонов, где их шумовые характеристики и стоимость сравнимы.

## ГЛАВА 10

### ДИОДНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЧАСТОТЫ

#### § 10.1. Общие сведения о преобразователях частоты и смесительных диодах

В супергетеродинных приемниках (рис. 10.1) сигнал от антенны поступает на малошумящий усилитель высокой частоты (УВЧ). Затем с помощью *преобразователя частоты* (ПЧ) спектр сигнала переносится на более низкую *промежуточную частоту*  $\omega_{\text{пч}} = \omega_c - \omega_g$ . Основное усиление в приемнике осуществляется с помощью усилителя промежуточной частоты (УПЧ).

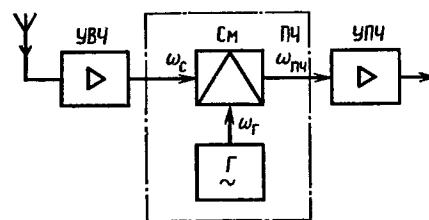


Рис. 10.1. Упрощенная структурная схема супергетеродинного приемника

СВЧ характерны промежуточные частоты 20...300 МГц, однако в отдельных современных приемниках используется двух- или трехкратное преобразование частоты и первая промежуточная частота может достигать 1...2 ГГц и выше (в приемниках диапазона миллиметровых волн).

Преобразователь частоты состоит из *смесителя* (См) и *гетеродина* (Г), в качестве которого наиболее часто используются маломощные генераторы на диодах Ганна (см. гл. 5). Мощность колебаний гетеродина, поступающих на смеситель, мала (0,2...10 мВт), но она во много раз больше мощности сигнала. Преобразование частоты сигнала происходит за счет нелинейности характеристик смесительного диода.

В смесителях можно использовать обращенные туннельные диоды (ОД), варикапы, точечно-контактные диоды (ТКД) и диоды с барьером Шотки (ДШ). В настоящее время наибольшее применение в смесителях сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн получили ТКД и ДШ. В дециметровом диапазоне иногда применяются обращенные туннельные диоды, у которых используется обратная ветвь вольт-амперной характеристики (ВАХ). На рис. 10.2 приведены ВАХ диодов трех типов. ДШ обладает более крутой, чем ТКД, вольт-амперной характеристикой и большим напряжением пробоя, а также более высокой механической прочностью. Однако ДШ требует большей мощности гетеродина (2...10 мВт для диодов из арсенида галлия и 0,5...1 мВт для кремниевых диодов). Большая крутизна

помощью усилителя промежуточной частоты (УПЧ). Чувствительность приемников такого типа достигает  $10^{-17} \dots 10^{-18}$  Вт, в то время как чувствительность приемников прямого усиления не превышает  $10^{-12} \dots 10^{-13}$  Вт (данные приведены для приемников без УВЧ). Для супергетеродинных приемников диапазона

ВАХ обращенных туннельных диодов вблизи начала координат позволяет работать при мощности гетеродина 0,1...0,2 мВт. Параметры современных смесительных диодов СВЧ приведены в справочной литературе.

Упрощенная эквивалентная схема смесительного диода приведена на рис. 10.3. Единственно полезным для работы смесите-

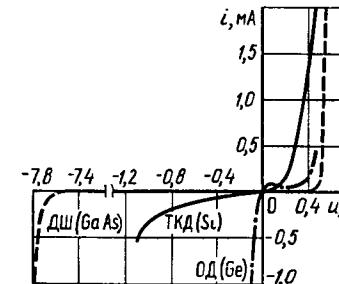


Рис. 10.2. Вольт-амперные характеристики смесительных диодов

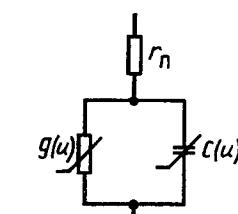
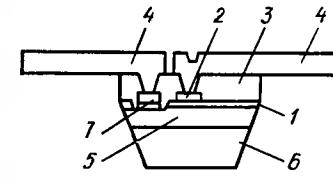
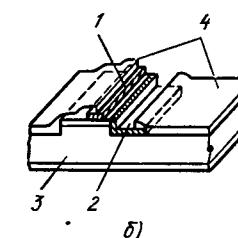


Рис. 10.3. Эквивалентная схема смесительного диода



а)



б)

Рис. 10.4. Конструкции смесительных диодов:  
а — с балочными выводами (1 — активный *n*-слой; 2 — выпрямляющий контакт; 3 — слой полимида; 4 — золотые балочные выводы; 5 — буферный слой; 6 — подложка; 7 — омический контакт); б — в интегральном исполнении (1 — омический контакт; 2 — барьер Шотки; 3 — подложка; 4 — микрополосковые линии)

ля элементом этой схемы служит нелинейная проводимость запирающего (барьерного) слоя  $g(u)$  (поэтому смесительные диоды часто называют *варисторами*). Остальные элементы: сопротивление потерь диода  $r_n$  и нелинейная емкость  $C(u)$  — являются паразитными и приводят к потере мощности преобразованного сигнала (нелинейность емкости вызывает преобразование сигнала на высшие комбинационные частоты)\*.

Для интегральных схем СВЧ изготавливают бескорпусные смесительные диоды, два из которых изображены на рис. 10.4. При-

\* В последнее время получил распространение режим работы смесительных диодов, при котором используется не только нелинейная проводимость, но и нелинейная емкость. Благодаря этому удается снизить потери преобразования и коэффициент шума преобразователя. Однако для реализации такого режима требуется большая мощность гетеродина.

меняются также кристаллы смесительных диодов с одним или несколькими выпрямляющими окнами, аналогичные приведенным на рис. 8.8, б.

## § 10.2. Электрические характеристики смесителя

В отличие от транзисторных смесителей, для которых наиболее существен лишь *эффект прямого преобразования частоты*, в диодных смесителях наблюдается также *эффект обратного преобразования*. Действительно, напряжение промежуточной частоты  $\omega_{\text{пч}} = \omega_c - \omega_r$ , появившееся на выходе смесителя в результате взаимодействия напряжений сигнала и гетеродина, снова взаимодействует с напряжением гетеродина, что приводит к образованию на входе смесителя напряжения с частотой сигнала  $\omega_c = \omega_r + \omega_{\text{пч}}$ . Таким образом, эффект обратного преобразования обусловлен наличием сильной обратной связи в диодном смесителе, так как он канализирует энергию в обоих направлениях, т. е. представляет собой взаимное устройство.

Кроме того, в диодных смесителях существует *эффект вторичного обратного преобразования частоты*. При действии на

выходе смесителя напряжения промежуточной частоты возможно появление на входе смесителя так называемой зеркальной частоты  $\omega_3 = \omega_r - \omega_{\text{пч}}$  (названной так из-за «зеркального» расположения по отношению к частоте сигнала относительно частоты гетеродина) (рис. 10.5). Возникновение колебаний зеркальной частоты возможно также в результате взаимодействия между напряжением сигнала и второй гармоникой гетеродина, так как  $\omega_3 = 2\omega_r - \omega_c$ .

Обычно смеситель согласован со входом УПЧ, поэтому вся мощность на частоте  $\omega_{\text{пч}}$  передается в УПЧ. Колебание зеркальной частоты, образовавшееся в процессе преобразования частоты сигнала, может распространяться во входные цепи приемника. Поэтому если на входе смесителя поместить соответствующие фильтры, то колебание зеркальной частоты будет отражаться обратно в смеситель для преобразования в колебание промежуточной частоты  $\omega_{\text{пч}} = \omega_r - \omega_3$ . Если образованный таким образом ток промежуточной частоты находится в фазе с током основной преобразованной частоты  $\omega_{\text{пч}} = \omega_c - \omega_r$ , то получается дополнительная выходная мощность, т. е. увеличивается коэффициент передачи преобразователя. При сложении токов в противофазе могут, напротив, возникнуть дополнительные потери. Таким образом, взаимодействие между колебаниями сигнальной и зер-

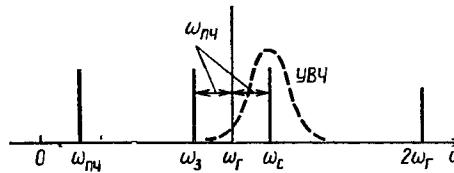


Рис. 10.5. Спектральный состав колебаний в преобразователе частоты

тельно частоты гетеродина) (рис. 10.5). Возникновение колебаний зеркальной частоты возможно также в результате взаимодействия между напряжением сигнала и второй гармоникой гетеродина, так как  $\omega_3 = 2\omega_r - \omega_c$ .

Обычно смеситель согласован со входом УПЧ, поэтому вся мощность на частоте  $\omega_{\text{пч}}$  передается в УПЧ. Колебание зеркальной частоты, образовавшееся в процессе преобразования частоты сигнала, может распространяться во входные цепи приемника. Поэтому если на входе смесителя поместить соответствующие фильтры, то колебание зеркальной частоты будет отражаться обратно в смеситель для преобразования в колебание промежуточной частоты  $\omega_{\text{пч}} = \omega_r - \omega_3$ . Если образованный таким образом ток промежуточной частоты находится в фазе с током основной преобразованной частоты  $\omega_{\text{пч}} = \omega_c - \omega_r$ , то получается дополнительная выходная мощность, т. е. увеличивается коэффициент передачи преобразователя. При сложении токов в противофазе могут, напротив, возникнуть дополнительные потери. Таким образом, взаимодействие между колебаниями сигнальной и зер-

кальной частоты оказывает существенное влияние на параметры диодного преобразователя частоты.

Перейдем к анализу работы простейшего однотактного смесителя (рис. 10.6, а). В диапазоне длин волн короче 2...3 см можно пренебречь влиянием нелинейной емкости диода  $C(u)$  и сопротивлением потерь  $r_p$ . В результате смесительный диод представим в виде нелинейной проводимости  $g(t)$  и емкости

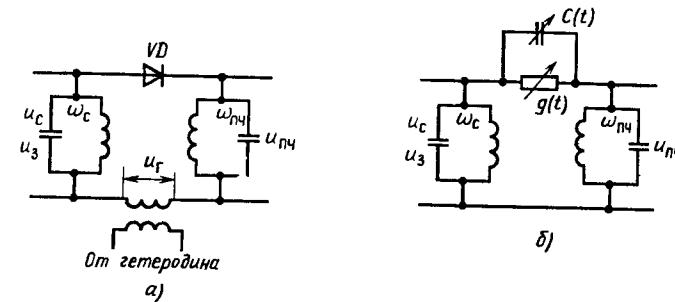


Рис. 10.6. Приципиальная электрическая (а) и эквивалентная (б) схема однотактного смесителя

$C(t)$ , изменяющихся под действием напряжения гетеродина (рис. 10.6, б). Проводимость  $g(t)$  представляет собой периодическую функцию, изменяющуюся с частотой  $\omega_r$ , поэтому разложим ее в ряд Фурье:

$$g(t) = g_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} g_n \cos(n\omega_r t), \quad (10.1)$$

где

$$g_n = \frac{1}{T_r} \int_0^{T_r} g(t) \cos(n\omega_r t) dt \quad (10.2)$$

— амплитуда  $n$ -й гармоники проводимости на частоте  $n\omega_r$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ;  $T_r = 2\pi/\omega_r$ .

Вид проводимости  $g(t)$  определяется ВАХ смесительного диода. В частности, ВАХ диода с барьером Шотки описывается экспоненциальной зависимостью

$$i(u) = i_s \left( \exp \frac{u}{m\varphi_T} - 1 \right), \quad (10.3)$$

где  $i_s$  — ток насыщения перехода Шотки,  $\varphi_T = kT/e$  — температурный потенциал перехода;  $m = 1,1 \dots 1,6$  — эмпирический коэффициент, зависящий от концентрации примесей в полупроводнике.

В отсутствие сигнала к переходу приложено напряжение

$$u = U_{\text{см}} + U_r \cos(\omega_r t), \quad (10.4)$$

где  $U_{\text{см}}$  — напряжение смещения;  $U_r$  — амплитуда гетеродина. Так как дифференциальная проводимость  $g = di/du$ , то для слабого сигнала

$$g(t) = \frac{i_s}{m\varphi_T} \exp\left(\frac{U_{\text{см}}}{m\varphi_T}\right) \exp\left(\frac{U_r}{m\varphi_T} \cos(\omega_r t)\right), \quad (10.5)$$

$$g_n = \frac{i_s}{m\varphi_T} \exp\left(\frac{U_{\text{см}}}{m\varphi_T}\right) I_n\left(\frac{U_r}{m\varphi_T}\right), \quad (10.6)$$

где  $I_n$  — модифицированная функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка.

Если ограничиться рассмотрением колебаний только на трех частотах (частоте сигнала, промежуточной и зеркальной), то преобразователь частоты можно представить в виде линейного шестиполюсника с постоянными параметрами (рис. 10.7). Каждая пара полюсов шестиполюсника соответствует определенной частоте\*. Шестиполюсник описывается следующей системой уравнений в  $Y$ -параметрах:

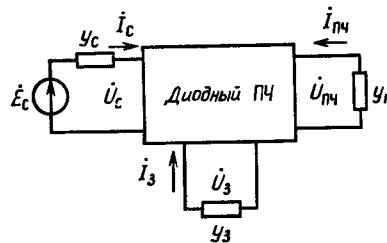


Рис. 10.7. Диодный преобразователь частоты как шестиполюсник с постоянными параметрами

проявлений частоты сигнала, промежуточной и зеркальной на соответствующих зажимах шестиполюсника.

Конкретизируем  $Y$ -параметры шестиполюсника  $y_{ij}$ , уточнив физические свойства смесителя. В связи с тем что обычно  $\omega_c \approx \omega_r \gg \omega_{\text{пч}}$ , то  $y_{32} \approx y^{*12}$ ,  $y_{31} \approx y^{*13}$ ,  $y_{23} \approx y^{*21}$  и  $y_{33} \approx y^{*11}$ . Примем, что  $Y$ -параметры являются действительными величинами, так как ранее пренебрегли влиянием нелинейной емкости перехода. В результате сделанных допущений параметры в (10.7) принимают вид  $y_{11} = y_{22} = y_{33} = g_0$ ,  $y_{12} = y_{23} = y_{21} = y_{32} = g_1$ ,  $y_{13} = y_{31} = g_2$ . Здесь параметр  $g_0$  характеризует входную проводимость смесителя на частоте сигнала  $\omega_c$ , параметр  $g_1$  — преобразование сигнала на промежуточную частоту  $\omega_{\text{пч}} = \omega_c - \omega_r$ , а

\* Полюсы для колебаний с частотой сигнала  $\omega_c$  и зеркальной частоты  $\omega_s$  с физической точки зрения идентичны, однако на основании принципа суперпозиции, справедливого для линейных и квазилинейных систем, их можно рассматривать раздельно.

$g_2$  — преобразование сигнала на зеркальную частоту  $\omega_s = 2\omega_r - \omega_c$  с помощью второй гармоники гетеродина.

Упростим уравнения (10.7), исключив ток и напряжение зеркальной частоты. Обозначив проводимость входной цепи смесителя на зеркальной частоте через  $y_b$ , получим соотношение  $I_3 = -y_b U_s$ . Тогда из третьего уравнения системы (10.7) находим  $U_b^* = -(g_2 U_c + g_1 U_{\text{пч}})/(g_0 + y_s)$ .

Подставив выражения для  $I_3$  и  $U_b^*$  в первые два уравнения системы (10.7), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} i_c &= y_{11}^{\text{pp}} \dot{U}_c + y_{12}^{\text{pp}} \dot{U}_{\text{пч}}, \\ i_{\text{пч}} &= y_{21}^{\text{pp}} \dot{U}_c + y_{22}^{\text{pp}} \dot{U}_{\text{пч}}; \end{aligned} \quad (10.8)$$

где

$$\begin{aligned} y_{11}^{\text{pp}} &= g_0 - g_2^2/(g_0 + y_s), \\ y_{12}^{\text{pp}} &= y_{21}^{\text{pp}} = g_1 - g_1 g_2/(g_0 + y_s), \\ y_{22}^{\text{pp}} &= g_0 - g_1^2/(g_0 + y_s) \end{aligned} \quad (10.9)$$

—  $Y$ -параметры преобразователя частоты. Отсюда видно, что свойства преобразователя частоты определяются не только параметрами смесительного диода и мощностью гетеродина, но и характером проводимости входной цепи смесителя на зеркальной частоте  $y_s$ .

Различают два основных режима работы смесителя в зависимости от характера проводимости  $y_s$ :

1) когда входные цепи смесителя *широкополосные* (их полоса пропускания больше  $2\omega_{\text{пч}}$ ), так что условия для основной и зеркальной частоты одинаковые и  $y_s = g_c$ , где  $g_c$  — выходная проводимость сигнального контура, пересчитанная ко входу смесителя;

2) когда на входе смесителя включен *узкополосный преселектор*, так что его проводимость на зеркальной частоте чисто мнимая ( $y_s = jb_s$ ), в результате не поглощается мощность на зеркальной частоте и увеличивается коэффициент передачи мощности преобразователя. Величина  $b_s$  зависит от расстояния между смесительным диодом и преселектором. На практике стремятся использовать крайние случаи, когда  $b_s = 0$  (режим холостого хода по зеркальной частоте) или  $b_s \rightarrow \infty$  (режим короткого замыкания). Второй случай наиболее простой и чаще всего встречается на практике, поэтому рассмотрим его подробно.

**Узкополосный смеситель при короткозамкнутой цепи на зеркальной частоте.** При  $b_s \rightarrow \infty$   $Y$ -параметры в режиме преобразования (10.9) примут вид:  $y_{11}^{\text{pp}} = y_{22}^{\text{pp}} = g_0$ ;  $y_{12}^{\text{pp}} = y_{21}^{\text{pp}} = g_1$ . На основе общей теории четырехполюсников с постоянными параметрами найдем основные характеристики преобразователя частоты, считая, что на частоте сигнала эквивалентная проводимость сигнального контура действительная и равна  $g_c$ , а на про-

межуточной частоте эквивалентная проводимость контура промежуточной частоты равна  $g_n$  (см. рис. 10.6, а). Эти характеристики:

входная проводимость

$$g_{\text{вх}} = g_0 - g_1^2/(g_0 + g_n); \quad (10.10)$$

выходная проводимость

$$g_{\text{вых}} = g_0 - g_1^2/(g_0 + g_c); \quad (10.11)$$

коэффициент передачи номинальной мощности

$$K_{P_{\text{ном}}} = \frac{P_{\text{вых ном}}}{P_{\text{с ном}}} = \frac{g_1^2 g_c}{g_0 (g_0 + g_c)^2 - g_1^2 (g_0 + g_c)}. \quad (10.12)$$

Коэффициент передачи номинальной мощности (10.12) принимает максимальное значение

$$K_{P_{\text{ном max}}} = \mu_c^2 / (1 + \sqrt{1 - \mu_c^2})^2 \quad (10.13)$$

при двустороннем согласовании на входе и на выходе, т. е. при

$$g_{\text{согр}} = g_{\text{вых согр}} = g_0 \sqrt{1 - \mu_c^2}, \quad (10.14)$$

где  $\mu_c = g_1/g_0$ .

В связи с тем что в диодных преобразователях частоты  $K_{P_{\text{ном}}} < 1$ , вместо коэффициента передачи мощности чаще используется параметр, называемый *потерями преобразования*,  $L_d = 1/K_{P_{\text{ном}}}$ . В сантиметровом диапазоне однотактные преобразователи частоты имеют  $L_d \approx 4.5 \dots 8$  дБ, в миллиметровом диапазоне  $L_d \approx 5 \dots 15$  дБ (у смесителей на диодах Шотки потери преобразования меньше, чем у смесителей на точечно-контактных диодах).

В рассмотренном смесителе подавляются колебания с частотой  $\omega_3$  (независимо от причины их возникновения) — как внешние сигналы с частотой  $\omega_3$ , так и комбинационные составляющие, образованные в процессе преобразования частоты.

Топологические схемы простейших узкополосных однотактных смесителей (полоса менее 10%) приведены на рис. 10.8. Развязка цепей входного сигнала и гетеродина обычно осуществляется с помощью направленных ответвителей (на рисунке не показаны). В смесителях необходимо обеспечить согласование диода с подводящей МПЛ, замыкание на «землю» по высокой частоте одного из выводов диода, развязку между цепями сигнала, промежуточной частоты и постоянного тока диода, а также замыкание на «землю» токов промежуточной частоты и постоянного тока диода. На выходе смесителя обычно включают режекторный фильтр, предотвращающий прохождение колебаний частоты сигнала и гетеродина в цепь промежуточ-

ной частоты и постоянного тока. Согласование диода в схемах рис. 10.8, а, б осуществляется с помощью простейших двухшлейфных трансформаторов с разомкнутым или замкнутым на конце параллельным шлейфом длиной  $l_{\text{шл}}$ , а на рис. 10.8, в, г — с помощью четвертьволнового трансформатора и последовательного шлейфа длиной  $l_2$ , включенного до или после диода. При выборе

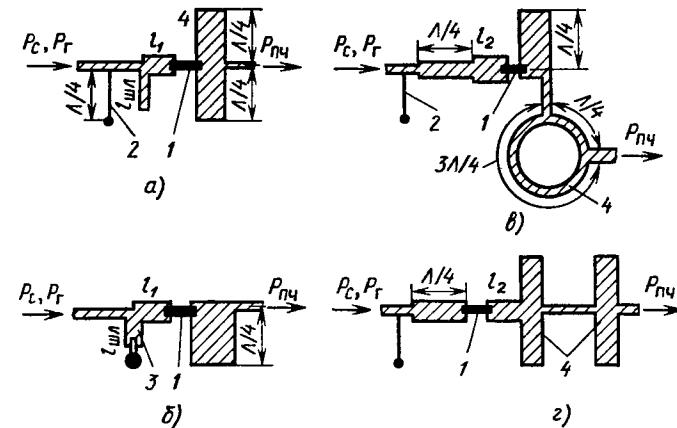


Рис. 10.8. Топологические схемы однотактных смесителей с согласующим разомкнутым (а) и замкнутым (б) шлейфом  $l_{\text{шл}}$  перед диодом, а также с согласующим последовательным шлейфом  $l_2$  перед диодом (в) и после него (г):

1 — смесительный диод; 2 — высокомоментный шлейф для замыкания на корпус сигналов промежуточной частоты и постоянной составляющей; 3 — низкомоментный параллельный согласующий короткозамкнутый шлейф; 4 — полосно-заграждающий фильтр в цепи промежуточной частоты, настроенный на частоту сигнала

цепи согласования следует учитывать, что разомкнутый шлейф предпочтительнее короткозамкнутого, так как, во-первых, он несколько проще конструктивно и, во-вторых, его удобно использовать как подстроечный элемент для оптимизации согласующей цепи, необходимой при наличии разброса параметров диода.

Пример топологической схемы узкополосного однотактного смесителя с подавлением зеркального канала с помощью селективной цепи приведен на рис. 10.9 (цепи, обеспечивающие режим смесительного диода по постоянному току, на нем не указаны). Недостатком такой схемы является ее узкополосность. Кроме того, при малой разности между зеркальной частотой и частотой сигнала (при низкой промежуточной частоте) требуется очень высокодобротные фильтры с малыми потерями, трудно реализуемые в интегральном исполнении. Поэтому предпочтительнее использовать другой способ подавления зеркального канала, основанный на фазовых соотношениях между сигналами (см. § 10.4).

**Шумовые свойства** диодного преобразователя характеризуются относительной шумовой температурой  $t_{\text{пр}} = t_d + t_r$ , где  $t_d$  — относительная шумовая температура смесительного диода;  $t_r$  — составляющая относительной шумовой температуры, учитывающая влияние шумов гетеродина.

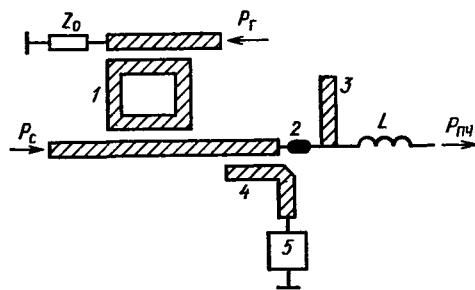


Рис. 10.9. Топологическая схема одиотактного узкополосного смесителя:

1 — фильтр связи с гетеродином; 2 — смесительный диод; 3 — четвертьволновый шлейф, настроенный на частоту сигнала; 4 — фильтр зеркального канала; 5 — нагрузка по зеркальной частоте

кания усилителя промежуточной частоты. Отсюда следует, что коэффициент шума преобразователя

$$K_{\text{шпр}} = \frac{P_{\text{швыхном}}}{kT_0\Pi_{\text{упч}}K_{P\text{ном}}} = L_d t_{\text{пр}}. \quad (10.16)$$

В диапазоне СВЧ шумы диода состоят из тепловых шумов сопротивления потерь  $r_p$  и шумов, обусловленных флюктуациями постоянной составляющей тока  $I_0$  (дробовые шумы). Зависимость относительной шумовой температуры смесительного диода  $t_d$ , потерь преобразования  $L_d = 1/K_{P\text{ном}}$  и коэффициента шума преобразователя  $K_{\text{шпр}}$  (без учета шума гетеродина) от постоянной составляющей тока через диод  $I_0$  приведена на рис. 10.10. Наличие минимума коэффициента шума объясняется тем, что при малых токах  $I_0$  (т. е. при малой мощности гетеродина  $P_r$ ) коэффициент передачи мощности  $K_{P\text{ном}}$  стремится к нулю ( $L_d \rightarrow \infty$ ). При больших токах  $I_0$  коэффициент передачи мощности увеличивается незначительно, в то же время существенно возрастают дробовые шумы смесителя, т. е. возрастает относительная шумовая температура смесительного диода.

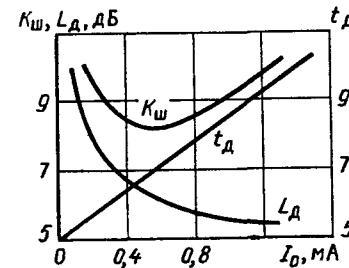


Рис. 10.10. Зависимость характеристик диодного преобразователя частоты от постоянной составляющей тока смесительного диода

Поэтому в диодном преобразователе существует оптимальное значение тока и, следовательно, мощности гетеродина  $P_r$ , подводимой к смесительному диоду. Необходимую степень связи гетеродина с диодом контролируют по значению тока  $I_0$ , которое легко измерить.

Коэффициент передачи мощности диодного преобразователя  $K_P < 1$ , поэтому на коэффициент шума приемника заметное влияние может оказывать шум УПЧ. Общий коэффициент шума преобразователя частоты и УПЧ рассчитывается по формуле

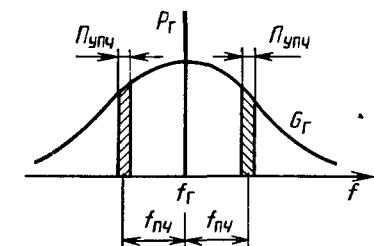
$$K_{\text{шз}} = K_{\text{шпр}} + \frac{K_{\text{шупч}} - 1}{K_{P\text{ном}}} = L_d (t_{\text{пр}} + K_{\text{шупч}} - 1), \quad (10.17)$$

где  $K_{\text{шупч}}$  — коэффициент шума УПЧ. В справочных данных на преобразователи частоты обычно приводятся значения нормированного коэффициента шума  $K_{\text{шз}}$ , определяемого при  $K_{\text{шупч}} = 1,5$  дБ. В сантиметровом диапазоне длин волн при использовании диодов с барьером Шотки  $K_{\text{шз}} = 5...9$  дБ (при  $f_{\text{пч}} > 10$  МГц).

Шумы гетеродина вносят заметный вклад в общий шум преобразователя частоты. Спектр шума гетеродина  $G_r(f)$  определяется частотной характеристикой его резонансной системы (рис. 10.11). Составляющие спектра

шума, которые отстоят от частоты гетеродина на  $\pm f_{\text{пч}}$  и лежат в полосе  $\Pi_{\text{упч}}$  (на рис. 10.11 эти области частот заштрихованы), взаимодействуя в смесительном диоде с колебаниями гетеродина, дают на выходе преобразователя составляющие, которые попадают в полосу пропускания УПЧ. Из рис. 10.11 видно, что чем выше добротность резонансной системы гетеродина и промежуточная частота, тем меньшую мощность имеют эти составляющие шума, т. е. тем меньше относительная шумовая температура гетеродина  $t_r$ .

Рис. 10.11. Спектр шума гетеродина



### § 10.3. Балансные и двойные балансные смесители

Для уменьшения влияния шумов гетеродина применяются **балансные смесители** (рис. 10.12, а). Смеситель содержит два диода, которые включены так, что их токи  $i_{d1}$  и  $i_{d2}$  протекают в первичной обмотке выходного трансформатора  $WT_2$  во встречных направлениях. При этом синфазные составляющие магнитного потока взаимно компенсируются, а противофазные складываются. Убедимся сначала в способности этой схемы выполнять функции преобразователя частоты. Напряжение гетеродина подается на диоды синфазно, а напряжение сигнала — противофаз-

но. Следовательно, токи преобразованного колебания промежуточной частоты в обоих диодах также противофазны и поэтому создаваемые ими магнитные потоки складываются и наводят во вторичной обмотке трансформатора  $WT_2$  напряжение промежуточной частоты.

Перейдем к количественному анализу работы балансного смесителя, аппроксимируя ВАХ диодов рядом Тейлора

$$i_d = I_0 + au_d + bu_d^2 + \dots \quad (10.18)$$

К первому смесительному диоду прикладывается сумма напряжений  $u_{d1}(t) = u_r(t) + u_c(t)$ , а ко второму — разность  $u_{d2}(t) = u_r(t) - u_c(t)$ . Здесь  $u_c(t) = U_c \cos \omega_c t$  — напряжение сигнала,  $u_r(t) = U_r \cos \omega_r t$  — напряжение гетеродина. Подставляя выражения для  $u_{d1}(t)$  и  $u_{d2}(t)$  в (10.18), найдем токи диодов:  $i_{d1} = i_d(u_{d1})$ ,  $i_{d2} = i_d(u_{d2})$ .

Результирующий ток в первичной обмотке трансформатора  $WT_2$

$$i_e = i_{d1} - i_{d2} \approx 2aU_c \cos \omega_c t + 2bU_r U_c \cos [(\omega_c - \omega_r)t] + \dots \quad (10.19)$$

Первое слагаемое (10.19) характеризует прямое прохождение сигнала через смеситель, что опасно при  $\omega_c = \omega_{\text{пч}}$ , а второе слагаемое — полезное преобразование частоты. В связи с тем что составляющие токов с частотой гетеродина  $\omega_r$  взаимно компенсируются, шумы гетеродина не попадают на выход смесителя и при идеальной симметрии схемы относительная шумовая температура гетеродина  $T_r = 0$ .

Проводя аналогичные выкладки для токов в трансформаторе  $WT_1$ , легко видеть, что балансный смеситель позволяет уменьшить мощность гетеродина, просачивающуюся в антенну приемника. Это свойство в последнее время приобретает все большее значение, так как в связи с проблемой электромагнитной совместности радиотехнических средств введены более жесткие ограничения на допустимый уровень излучения колебаний гетеродина.

Балансный смеситель по схеме на рис. 10.12, *a* практически не применяется в диапазоне СВЧ ввиду сложности реализации симметричного выходного трансформатора. Более распространена другая схема (рис. 10.12, *b*), принципиально не отличающаяся от первой. Разница состоит в том, что в ней отсутствует выходной трансформатор, напряжение гетеродина подается на диоды в противофазе, а напряжение сигнала в фазе. Однако из-за встречного включения диодов в этой схеме сохраняются те же фазовые соотношения и те же свойства, что и в баланском смесителе по схеме рис. 10.12, *a*.

Основным узлом балансного смесителя диапазона СВЧ является гибридное соединение, осуществляющее равное деление мощности входного сигнала и колебания гетеродина между дио-

дами с заданными фазовыми соотношениями, а также обеспечивающее максимальную развязку между входами сигнала и гетеродина. В качестве таких соединений обычно используют двух- и трехшлейфные направленные ответвители (НО), гибридные кольца и направленные ответвители на связанных полоско-

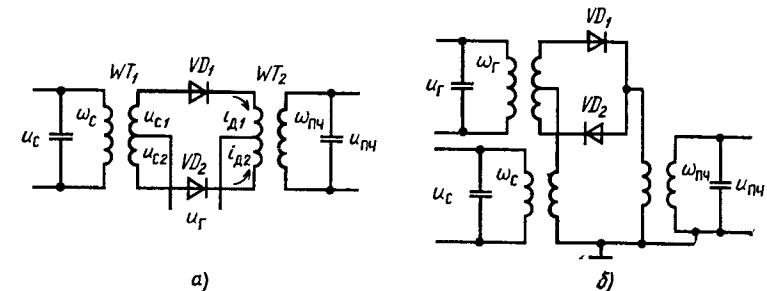


Рис. 10.12. Принципиальные электрические схемы балансных смесителей с синфазной (*a*) и противофазной (*b*) подачей напряжения гетеродина

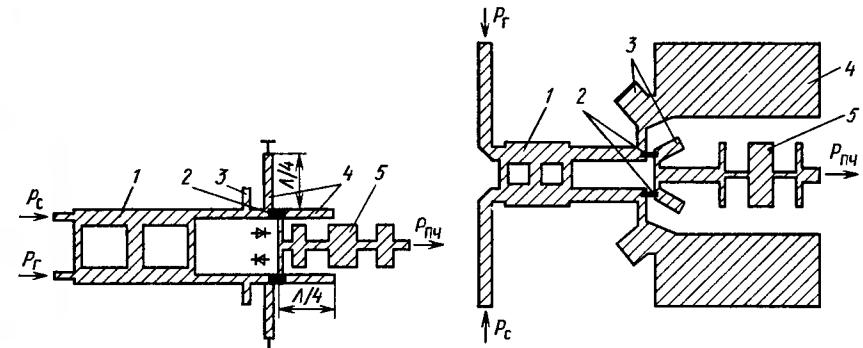


Рис. 10.13. Топологическая схема балансного смесителя:

1 — трехшлейфный НО; 2 — диоды;  
3 — согласующие шлейфы; 4 — четвертьволновые шлейфы; 5 — ФНЧ

Рис. 10.14. Топологическая схема балансного смесителя с промежуточной частотой диапазона СВЧ:

1 — трехшлейфный НО; 2 — диоды;  
3 — четвертьволновые шлейфы, настроенные на частоту сигнала; 4 — четвертьволновые шлейфы, настроенные на промежуточную частоту; 5 — ФНЧ

вых линиях. Топология одного балансного смесителя изображена на рис. 10.13. Двухшлейфные направленные ответвители обеспечивают развязку сигнала и гетеродина не хуже 20 дБ при  $K_{\text{ст}} < 1,5$  в полосе частот около 10%. Полоса пропускания трехшлейфных ответвителей расширяется до 20% и более. Потери преобразования этих схем  $L_d \approx 6\dots 8$  дБ. Балансные смесители обычно работают при нулевом смещении на диодах.

При использовании промежуточной частоты, находящейся в диапазоне СВЧ, применяют смесители, имеющие разомкнутые

четвертьволновые шлейфы, закорачивающие сигналы промежуточной частоты слева от диодов (рис. 10.14). Такие смесители имеют следующие параметры:  $f_c = 20 \pm 0,5$  ГГц;  $f_r = 18,3$  ГГц,  $f_{\text{пч}} = 1,2 \dots 2,2$  ГГц, полоса пропускания по уровню 1 дБ составляет  $\pm 500$  МГц, коэффициент шума  $K_{\text{ш}} = 4,8 \dots 5,8$  дБ.

*Двойной балансный смеситель* по кольцевой схеме (рис. 10.15) обладает дополнительным преимуществом — более высокой избирательностью по каналу прямого прохождения. Благодаря симметрии используемых в схеме трансформаторов и диодов обеспечивается внутренняя взаимная развязка входов сигнала, гетеродина и выхода смесителя. В этом легко убедиться, найдя результирующий ток первичной обмотки выходного трансформатора  $WT_2$ , аналогично тому, как это было сделано для обычных балансных смесителей:  $i_x = i_{d1} - i_{d2} \approx 4 b U_g U_c \cdot \cos [(\omega_c - \omega_r)t] + \dots$ . Здесь, в отличие от (10.19), отсутствует составляющая с частотой сигнала  $\omega_c$ .

В двойных балансных смесителях сантиметрового диапазона применяют различные симметрирующие трансформаторы микрополосковой конструкции, в частности в виде комбинации щелевых и микрополосковых линий. Коэффициент потерь таких смесителей может достигать 3,9 дБ.

#### § 10.4. Преобразователи частоты с подавлением зеркального канала

Характеристики преобразователя частоты улучшаются при подавлении сигналов зеркальной частоты  $\omega_z = \omega_r - \omega_{\text{пч}}$ . К числу таких сигналов относятся как внешние сигналы с частотой  $\omega_z$ , так и комбинационные составляющие, образованные в процессе преобразования частоты. Подавление внешних сигналов частоты  $\omega_z$  позволяет улучшить избирательность приемников по зеркальному каналу. Подавление же комбинационных составляющих уменьшает потери преобразования и снижает уровень паразитного излучения гетеродина. Существуют два принципиально различных способа подавления сигнала зеркальной частоты.

Первый способ состоит в использовании *узкополосного преселектора*. Пример однотактного смесителя с подавлением сигналов зеркальной частоты рассмотрен в § 10.2 (см. рис. 10.9). На рис. 10.16 приведены топологические схемы балансных смесителей на диодах с барьером Шотки, в которых реализован режим холостого хода и короткого замыкания на зеркальной

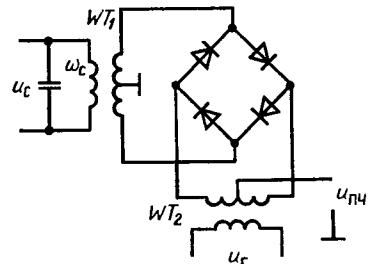


Рис. 10.15. Принципиальная электрическая схема двойного балансного смесителя по кольцевой схеме

частоте. Частота полезного сигнала  $f_c = 9,1$  ГГц, промежуточная частота  $f_{\text{пч}} = 500$  МГц. В схеме на рис. 10.16, а  $K_{\text{ш}} = 6,3$  дБ, а в схеме на рис. 10.16, б  $K_{\text{ш}} = 8,3$  дБ (при  $K_{\text{ш пч}} = 2,2$  дБ). Таким образом, смесители, использующие режим холостого хода на зеркальной частоте, имеют меньший коэффициент шума, однако

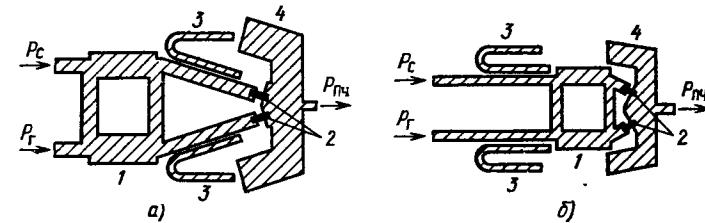


Рис. 10.16. Топологические схемы балансного смесителя с селективными цепями, в которых используется режим холостого хода (а) и короткого замыкания (б) на зеркальной частоте:

1 — двухшлейфовый НО; 2 — смесительные диоды; 3 — фильтры зеркального канала; 4 — фильтры, осуществляющие короткое замыкание на частоте сигнала  $\omega_c$

их применение ограничено, так как для них требуется УПЧ с высоким входным сопротивлением. Поэтому предпочтительнее смесители, использующие режим короткого замыкания на зеркальной частоте, которые легко согласуются с низкоомным входом УПЧ. Коэффициенты шума подобных смесителей достигают 3,5 дБ и в последних образцах снижены до 2,5 дБ. Следует отметить, что применение смесителей с подавлением зеркальной частоты с помощью селективных цепей ограничено в связи с их узкополосностью.

Второй способ состоит в использовании схем с *фазовым подавлением* сигнала зеркальной частоты. При этом удается получить такие же низкие потери преобразования, как и в предыдущей схеме, но в гораздо более широкой полосе частот.

### ЧАСТЬ III

## АНТЕННЫ СВЧ В ИНТЕГРАЛЬНОМ ИСПОЛНЕНИИ

### ГЛАВА 11 ПЛОСКОСТНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ

#### § 11.1. Общие сведения

К современным антенным устройствам предъявляются весьма жесткие требования по электродинамическим характеристикам, а также габаритам, массе, стоимости, технологичности и т. д. В связи с необходимостью создания невыступающих антенн для летательных аппаратов, а также простых и технологических антенн более широкого назначения возник большой интерес к микрополосковым и печатным антennам СВЧ. Использование планарной технологии обеспечивает высокую воспроизводимость размеров антenn, технологичность, низкую стоимость, малые габариты и массу. Методами планарной технологии могут быть выполнены не только излучатели, но и линии передачи, согласующие элементы, фазовращатели, переключатели и пр.

Под плоскостными (планарными) антennами СВЧ будем понимать как одиночные микрополосковые и печатные излучатели, так и образованные из них антенные решетки. Антennы СВЧ могут излучать волны линейной, круговой и эллиптической поляризации, обеспечивать работу в многочастотных режимах.

Элементы излучающих структур могут иметь самую разнообразную геометрическую форму: прямоугольную, круглую, треугольную, эллиптическую, кольцевую и др. Эти структуры могут работать как в резонансном, так и в нерезонансном режимах и могут возбуждаться полосковой линией, коаксиальным кабелем, за счет электромагнитной связи и т. д.

Недостатками планарных антenn являются: узкополосность, малые предельно допустимые мощности, трудность конструирования перестраиваемых устройств и изменения параметров печатных элементов.

#### § 11.2. Основные типы излучателей

Одной из первых была разработана печатная антenna, показанная на рис. 11.1. Излучатель представляет собой длинную металлизированную полосу, возбуждаемую в нескольких точках с помощью ветвящейся схемы из полосковых линий. Расстояние между точками возбуждения меньше длины волны в диэлектрике подложки. При разбиении полосы на несколько частей об-

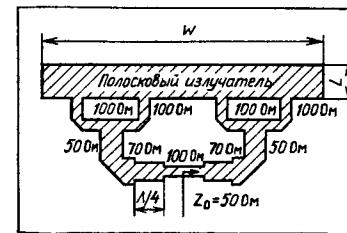


Рис. 11.1. Полосковая антenna

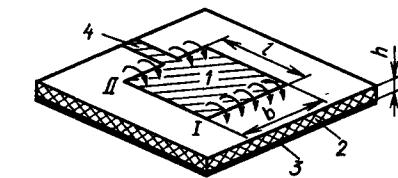


Рис. 11.2. Печатный излучатель резонаторного типа

разуется как бы антennaя решетка из прямоугольных или квадратных элементов. Такие элементы получили самое широкое распространение в качестве микрополосковых и печатных излучателей резонаторного типа (рис. 11.2).

Конструктивно излучатель состоит из прямоугольного ленточного проводника 1, расположенного на тонком диэлектрическом основании 2 с проводящим экраном 3. Толщина диэлектрика выбирается обычно меньше  $0,1\lambda$  ( $\lambda$  — длина волны в свободном пространстве). Излучатель чаще всего возбуждается полосковой линией передачи 4, для которой эта система является плоским, заполненным диэлектриком резонатором с потерями, обусловленными излучением. Края резонатора образуют две излучающие щели I и II, расстояние между которыми  $l$  приблизительно равно  $\Lambda/2$ , где  $\Lambda$  — длина волны в диэлектрике.

Линейно поляризованное излучение, направленное в основном по нормали к плоскости антennы, создается составляющими электрического поля, параллельными проводящей плоскости. Размер  $b$ , вообще говоря, может быть различным, но он определяет входное сопротивление антennы, которое для  $b \approx \Lambda/2$  составляет несколько сотен ом. Излучатель прямоугольной формы при резонансе обладает коэффициентом усиления более 6 дБ при относительной диэлектрической проницаемости подложки  $\epsilon_r = 2,35$  и  $\operatorname{tg} \delta \leqslant 10^{-3}$ . Однако ширина рабочей полосы частот резонаторных антenn не превышает, как правило, нескольких процентов по уровню  $K_{st U} = 2$ . Применяя разнообразные схемы питания излучателей, можно создать антenu, работающую на не-

скольких достаточно близких частотах. Однако это приводит к снижению коэффициента использования эффективной поверхности эквивалентного раскрытия. Некоторого расширения рабочей полосы частот можно достичь в конструкции, показанной на рис. 11.3.

Особый интерес представляют плоскостные антенны треугольной, ромбической и эллиптической форм. Показано, что наилучшими свойствами обладает эллиптический излучатель, причем оптимальным оказался эллипс с эксцентриситетом, равным 0,8.

Рис. 11.3. Печатный резонаторный элемент с расширенной рабочей полосой частот

Наиболее подробно исследованы прямоугольные излучатели. Предложены различные способы их питания, согласования и режимы работы. Так, для получения поля вращающейся поляризации необходимо две пары излучающих щелей, расположенных перпендикулярно друг другу и возбуждаемых сигналами с фазовым сдвигом  $\pi/2$ . Для этого выбирается квадратный излучатель, возбуждаемый в двух точках соседних сторон квадрата.

Возможен вариант возбуждения печатного излучателя 1 и с помощью коаксиального кабеля 2, подсоединеного перпендикулярно проводящей плоскости (рис. 11.4, а). Представляет

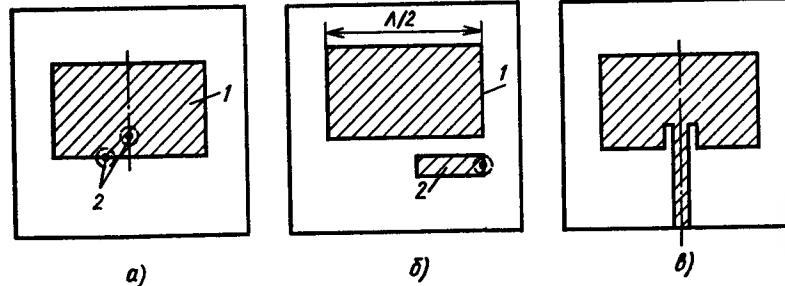


Рис. 11.4. Способы питания резонаторного излучателя

интерес питание излучателя через элемент связи 2 вида узкой полоски, параллельной излучателю 1 (рис. 11.4, б). Питание к полоске подводится при помощи коаксиального кабеля со стороны экрана. Согласование определяется длиной элемента связи и зазором между излучателем и полоской. Возбуждение печатных излучателей с помощью коаксиальных линий представляет интерес в низкочастотной части диапазона СВЧ. Возбуждать излучатель микрополосковой линией желательно в точке, где его

входное сопротивление близко волновому сопротивлению МПЛ. Это достигается с помощью узкого выреза (отрезка копланарной линии), параллельного оси излучателя (рис. 11.4, в).

При использовании в качестве излучателей круглых дисковых элементов центр излучателя соединен перемычкой с экраном, а возбуждающий зонд находится на некотором удалении от центра и питается коаксиальной линией через отверстие в экране. Диаметр диска выбирается из условия возбуждения волны низшего типа, например для дизелектрика с  $\epsilon_2=2,47$  на частоте  $f=2,9$  ГГц диаметр составляет 3,78 см. Точка питания определяется из условия согласования с питающим трактом, но следует отметить, что сопротивление антенны уменьшается при смещении этой точки к центру. На рис. 11.5 показан излучатель, возбуждаемый противофазно в двух точках (на входах). Полоса рабочих частот такого излучателя зависит от полосы пропускания противофазного делителя мощности. Возбуждая элемент с одного входа и нагружая на второй, можно осуществить его согласование и изменять диаграмму направленности (ДН).

При круговой поляризации излучаемой волны используют четыре точки возбуждения с определенными фазами (рис. 11.6, а). Круговую поляризацию можно получать, используя пятиугольный

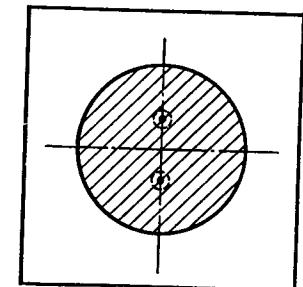


Рис. 11.5. Дисковый резонаторный излучатель

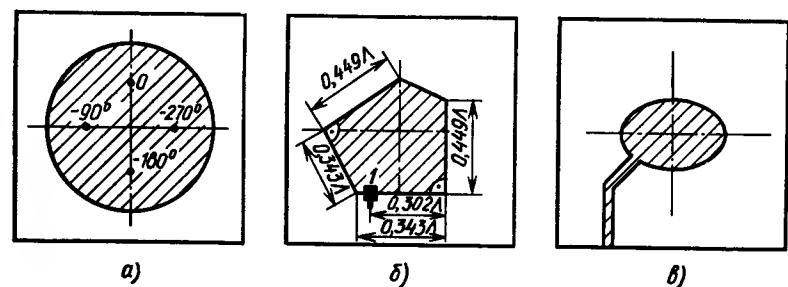


Рис. 11.6. Печатные резонаторные излучатели с круговой поляризацией волны

излучатель (рис. 11.6, б). Следует отметить, что существенное значение имеет место подключения питающей линии 1 к пятиугольному излучателю. Используя эллиптический излучатель (рис. 11.6, в), малая ось которого примерно равна  $\Lambda/2$ , а эксцентриситет 0,65, можно также получить волну круговой поляриза-

ции. Вид поляризации такого излучателя зависит от места включения МПЛ.

Широкое применение нашли узкие линейные резонансные излучатели. Длина такого излучателя равна половине длины волн в диэлектрике. Питание его осуществляется либо непосредственным подсоединением МПЛ, либо за счет электромагнитной связи (рис. 11.7).

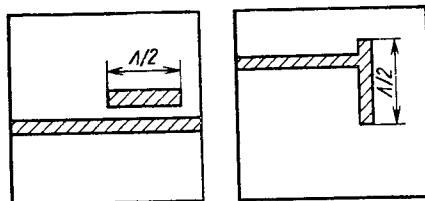


Рис. 11.7. Вибраторные печатные излучатели

Наибольшая степень электромагнитной связи достигается, когда излучатель расположен на границе диэлектрика и свободного пространства, а линия питания погружена в диэлектрическое основание. При этом вибратор оказывается на большем удалении от экрана, чем линия питания. Изменяя расстояние между вибратором и экраном, можно достичнуть максимальной ширины полосы пропускания и наибольшего КПД при заданном углублении линии питания в подложку. Расположение вибратора влияет также на его резонансную частоту. Диаграмма направленности вибратора с электромагнитной связью мало зависит от степени связи.

Микрополосковые и печатные антенны могут также выполняться на основе щелевого излучателя, возбуждаемого копланарным волноводом (рис. 11.8). Они оказались удобными для

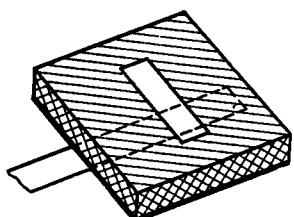


Рис. 11.8. Щелевой излучатель

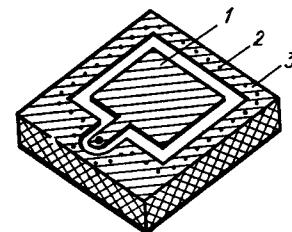


Рис. 11.9. Частично экранированный резонаторный излучатель

построения антенных решеток. По принципу действия щелевые излучатели, возбуждаемые МПЛ, аналогичны волноводно-щелевым антеннам.

К недостаткам микрополосковых и печатных излучателей можно отнести высокий уровень кроссполяризационного излучения. Он может возникать по самым разным причинам: из-за паразитного резонанса на неоднородностях полосковых линий, излучения поверхностных волн, микрополосковых линий питания

и т. д. Используя закрытые или частично экранированные линии передачи, можно несколько снизить уровень кроссполяризационного излучения, например, располагая излучатель 1 в плоскости одной из заземленных пластин 2 (рис. 11.9). Вдоль кромки экранного окна установлены короткозамыкающие штыри 3, соединяющие оба экрана.

Особый интерес при конструировании и расчете планарных антенн представляет выбор материала диэлектрической подложки. При этом существенными являются следующие параметры: диэлектрическая проницаемость, диэлектрические потери, теплопроводность, способность сохранять форму и размеры в различных климатических условиях и в процессе эксплуатации, чистота обработки поверхности, допуски на размеры по толщине, неоднородность, электропроводность. Процесс выбора материала является многофакторным, многие факторы имеют противоречивое влияние на параметры антенн, что вынуждает прибегать к компромиссным решениям. Значение  $\epsilon_2$  определяет предельные возможности миниатюризации реализуемого устройства СВЧ. При этом необходимо произвести оценки максимально возможного отклонения значения  $\epsilon_2$ , при котором выходные параметры устройства изменяются в допустимых пределах. Стабильность тангенса угла диэлектрических потерь также способствует воспроизведимости выходных характеристик устройства. Для уменьшения тепловых потерь и потерь на отражение необходимо выбирать диэлектрик, обработанный так, чтобы шероховатость не превышала половины глубины проникновения поля в металл.

### § 11.3. Расчет основных характеристик антенн

Для анализа характеристик микрополосковых и печатных излучателей широко используется приближенная модель в виде резонатора, вообще говоря, произвольной геометрии (рис. 11.10). Метод расчета по такой модели называют *резонаторным*. Введение модели основано на следующих предположениях:

- 1) ввиду того что  $h \ll \lambda$  в области, ограниченной верхним проводником (поверхностью, ограниченной контуром  $c$ ) и экраном, существуют только компонент  $E_z$  электрического и компоненты  $H_x$  и  $H_y$  магнитного поля;

- 2) поле в этой области не зависит от координат  $x$  и  $y$  для всех интересующих нас частот;

- 3) электрический ток на верхнем проводнике не должен иметь нормальных к краю компонентов в любой точке на краю, а поле

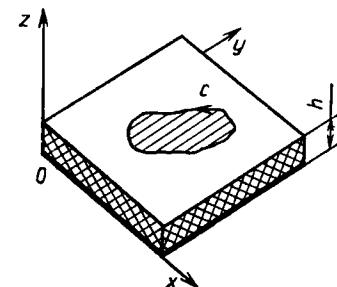


Рис. 11.10. Модель резонаторного печатного излучателя

Таблица 11.1

может иметь незначительную тангенциальную составляющую вдоль края.

Таким образом, область между верхним проводником и экраном можно представить как резонатор с магнитными стенками вдоль края и электрическими стенками сверху и снизу. Очевидно, что такой закрытый резонатор не будет излучать электромагнитную энергию и будет иметь чисто мнимое входное сопротивление, равное либо нулю, либо бесконечности при резонансе.

Далее предполагается, что распределение поля на верхнем проводнике принимается таким же, как и в резонаторе. Зная распределение поля в излучателе, можно вычислить его ДН, излучаемую мощность и входное сопротивление.

Для резонаторной модели справедливы следующие выражения для компонентов полей:

$$\mathbf{E}_{mn} = \psi_{mn} \hat{\mathbf{E}}_z, \quad \mathbf{H}_{mn} = \hat{\mathbf{E}}_z \times \nabla_t \psi_{mn} / (\mu \omega), \quad (11.1)$$

$$(\nabla_t^2 + k_{mn}^2) \psi_{mn} = 0, \quad (11.2)$$

где  $\nabla_t$  — часть оператора  $\nabla$ , относящаяся к поперечным координатам  $x$  и  $y$ ;  $k_{mn}$  — критическое волновое число,  $m, n = 1, 2, 3$  — номер типа волны;  $\partial \psi_{mn} / \partial v = 0$  на магнитных стенках резонатора (контур  $c$  на рис. 11.10).

В табл. 11.1 приведены выражения для функции  $\psi_{mn}$  при различных конфигурациях излучателей. В таблице обозначено:  $J$ ,  $J'$ ,  $N$ ,  $N'$  — функции Бесселя и Неймана и их производные соответственно;  $Re$ ,  $Se$  — функции Матье.

Для резонатора можно записать следующее волновое уравнение:

$$(\nabla^2 + k^2) E_z = j\mu\eta \hat{E}_z. \quad (11.3)$$

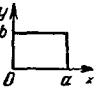
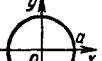
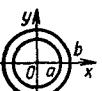
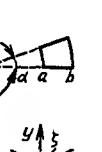
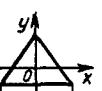
Используя условие  $\nabla \eta = 0$ , компонент  $E_z$  можно представить в виде резонансных типов волн  $\psi_m$ :

$$E_z = j\omega\mu \sum_m \frac{1}{k^2 - k_m^2} \frac{\int_S J \psi_m^* dS}{\int_V \psi_m \psi_m^* dV} \psi_m, \quad (11.4)$$

$$\mathbf{H} = -\frac{j}{\omega\mu} \hat{\mathbf{E}}_z \times \nabla E_z.$$

Так, для прямоугольной микрополосковой антенны (рис. 11.11) при входном токе

$$\eta = \begin{cases} \hat{\mathbf{E}}_z, & c < x < d, \quad y = 0, \\ 0, & 0 \leq x \leq c \text{ или } d \leq x \leq a, \quad y = 0, \end{cases}$$

Конфигурация излучателя	Собственная функция
	$\psi_{mn} = \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right),$ $k_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$ $\psi_{mv} = J_v(k_{mv}\rho) \cos(v\Phi), \quad v = n\pi/a, \quad J'_v(k_{mv}a) = 0$
	$\psi_{mn} = J_n(k_{mn}\rho) e^{jn\Phi}, \quad J'_n(k_{mn}a) = 0$
	$\psi_{mn} = J_{n/2}(k_{mn}\rho) \cos(n\Phi/2), \quad J'_{n/2}(k_{mn}a) = 0,$ $a \approx 2\pi, \quad v = n/2$
	$\psi_{mn} = [N'_n(k_{mn}a) J_n(k_{mn}\rho) - J'_n(k_{mn}a) N_n(k_{mn}\rho)] e^{jn\Phi},$ $J'_n(k_{mn}a) / N'_n(k_{mn}a) = J'_n(k_{mn}b) / N'_n(k_{mn}b)$
	$\psi_{mn} = [N'_v(k_{mv}a) J_v(k_{mv}\rho) - J'_v(k_{mv}a) N_v(k_{mv}\rho)] \cos(v\Phi),$
	$\psi_{mn} = Re_m(\xi, x_{e_n}) Se_m(\eta, \chi_{e_n}), \quad Re_m(q, \chi_{e_m}) = 0$
	$\psi_m = \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{a}y\right), \quad k_m = \sqrt{2} \frac{m\pi}{a}$
	$\psi_{mn} = \cos\left[\frac{2\pi}{3b}\left(\frac{u}{2} + b\right)\right] \cos\left[\frac{\pi(m+n)(v-\omega)}{9b}\right] +$ $+ \cos\left[\frac{2\pi m}{3b}\left(\frac{u}{2} + b\right)\right] \cos\left[\frac{\pi(n-L)(v-\omega)}{9b}\right] +$ $+ \cos\left[\frac{2\pi n}{3b}\left(\frac{u}{2} + b\right)\right] \cos\left[\frac{\pi(L-m)(v-\omega)}{9b}\right],$
	$L = -(m+n), \quad u = \frac{\sqrt{3}}{2}x + \frac{1}{2}y, \quad v - \omega = \frac{\sqrt{3}}{2}x +$ $+ \frac{3}{2}y, \quad b = a \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad k_{mn}^2 = \left(\frac{4\pi}{3a}\right)^2 (m^2 + n^2 + mn)$

можно записать

$$E_z = j\omega\mu \left[ \frac{d-c}{k^2 ab} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2(d-c)}{ab(k^2 - k_{0n}^2)} \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4R_m}{m\pi b(k^2 - k_{m0}^2)} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{8R_m}{m\pi b(k^2 - k_{mn}^2)} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \right], \quad (11.5)$$

где

$$R_m = \sin\left[\frac{m\pi}{2a}(d-c)\right] \cos\left[\frac{m\pi}{2a}(d+c)\right];$$

$$k_{mn}^2 = (m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2.$$

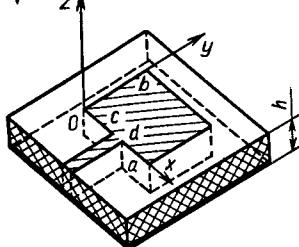


Рис. 11.11. Прямоугольный резонаторный печатный излучатель

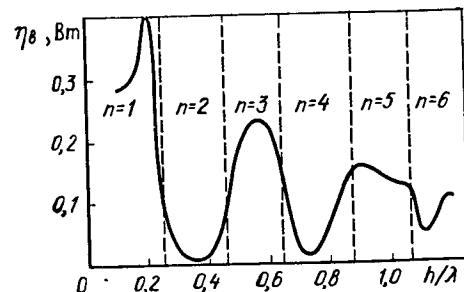


Рис. 11.12. Зависимость коэффициента эффективности возбуждения пространственной волны от толщины диэлектрика ( $n$  — число поверхностных волн)

Тогда компоненты поля излучения антенны в дальней зоне в сферической системе координат  $r, \theta, \phi$  будут иметь вид

$$E_\theta = Z_0 H_\varphi = jk_0 F_\varphi = jk_0 (-F_x \sin \varphi + F_y \cos \varphi);$$

$$E_\varphi = -Z_0 H_\theta = -jk_0 F_\theta = -jk_0 (F_x \cos \theta \cdot \cos \varphi + F_y \cos \theta \cdot \sin \varphi), \quad (11.6)$$

где  $F_x$  и  $F_y$  находятся из выражения (11.5).

Общая излучаемая мощность

$$P_r = \operatorname{Re} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} (E_\theta H_\varphi^* - E_\varphi H_\theta^*) r^2 \sin \theta d\varphi d\theta, \quad (11.7)$$

где  $r$  — расстояние до точки наблюдения.

Кроме мощности излучения нужно учитывать мощность дисипативных потерь в диэлектрике  $P_d = h \int_S \operatorname{tg} \delta |E|^2 dS$  и в метал-

лических проводящих стенках резонатора  $P_m = 2 \int_S R |H|^2 dS$ , а также мощность, уносимую поверхностной волной в диэлектрическом основании ( $R = \sqrt{\omega\mu/2\sigma}$  — толщина скрин-слоя;  $\mu$  — магнитная проницаемость;  $\sigma$  — проводимость проводника;  $S$  — площадь антенны).

Для нахождения мощности  $P_{\text{пв}}$ , уносимой поверхностной волной, необходима строгая постановка задачи с учетом возбуждения как электрических, так и магнитных поверхностных волн.

На рис. 11.12 показана зависимость коэффициента эффективности возбуждения  $\eta_B = \frac{P_r}{P_r + P_d + P_m + P_{\text{пв}}}$  пространственной волны диполем от толщины диэлектрика  $h$  для  $\epsilon_2 = 2,35$ .

Ввиду того что для излучателей резонаторного типа  $h < 0,01\lambda$ , мощностью, уносимой поверхностной волной, можно пренебречь. Исходя из этого, можно представить входную проводимость из-

лучателя в виде  $G_{\text{вх}} = (P_r + P_d)/|V|^2$ , где  $V = h \bar{E}_z = \frac{h}{d-c} \int_c^d E_z dl$ ,  $\bar{E}_z$  — усредненная напряженность поля в области питающей линии.

Входное сопротивление антенн резонаторного типа при возбуждении на краю резонатора составляет несколько сотен ом. Поэтому для согласования необходимо использовать согласующие устройства, например четвертьвольновые трансформаторы, либо возбуждать резонатор, как показано на рис. 11.4, а, в. Это обусловлено тем, что для основной волны входное сопротивление антennы уменьшается к центру резонатора согласно формуле  $R_{\text{вх}}(x) = R_{\text{вх}0} \cos^2(2\pi x/\Lambda)$ , где  $R_{\text{вх}0}$  — входное сопротивление антennы на краю резонатора.

При питании планарного излучателя коаксиальным кабелем необходимо учитывать индуктивность зонда  $X_3 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_2} \operatorname{tg}(2\pi h/\Lambda)$ . Поэтому входное сопротивление микрополосковой резонаторной антennы можно представить в виде  $Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} - jX_3$ .

Считая, что  $h/w \ll 1$  и  $wh/\lambda^2 \ll 0,1$ , где  $w$  — ширина прямоугольного резонатора, можно записать приближенное выражение для рабочей полосы частот рассматриваемой антennы по заданному уровню  $K_{\text{ст}U}$

$$2\Delta f = \frac{100(K_{\text{ст}U} - 1)}{V K_{\text{ст}U}} \left[ \left( \frac{wh}{\lambda^2} \right) \frac{1}{V \epsilon_2} \frac{4\pi^2}{5} + \operatorname{tg} \delta + \frac{R}{h} \right]. \quad (11.8)$$

При разработке планарных антenn важное значение имеет КПД на резонансе, который можно определить по приближенному выражению

$$\eta \approx -10 \lg \left[ 1 + \frac{5}{4\pi^2} \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{(wh/x^2)} \left( \operatorname{tg} \delta + \frac{R}{h} \right) \right]. \quad (11.9)$$

Следует отметить, что в реальных конструкциях печатных антенн КПД весьма невысок и в среднем составляет 60...80%. На рис. 11.13 приведены полосы частот  $2\Delta f$  по уровню  $K_{ст}u=2$  и  $\eta$  как функции  $h/\lambda$  для квадратного излучателя размерами  $w=w$

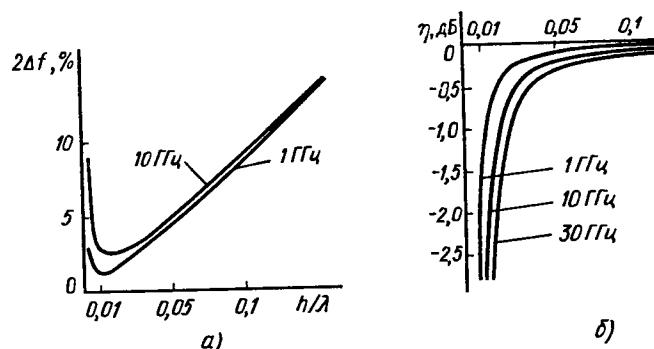


Рис. 11.13. Результаты расчета полосы частот (а) и  $\eta$  (б) как функций толщины подложки для квадратного излучателя

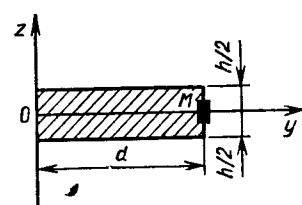


Рис. 11.14. Прямоугольная печатная антенна бегущей волны

проводник может иметь любую форму, например трапецидальную, треугольную, меандровую и т. д. Считая, что по антенне распространяется бегущая волна тока, можно получить следующие выражения для меридиональной  $E_\theta$  и азимутальной  $E_\phi$  составляющих электрического поля в дальней зоне:

$$E_\theta = \frac{I_0 \rho_0}{\pi r \sin \theta} \exp \left\{ -jk \left[ r + \frac{h}{2} + \frac{d}{2} (1 - \sin \theta \cdot \cos \varphi) \right] \right\} \times \\ \times \left\{ \cos \left[ \frac{kh}{2} + \frac{kd}{2} (1 - \sin \theta \cdot \cos \varphi) \right] - \right. \\ - \cos \left( \frac{kh}{2} \cos \theta \right) \cdot \cos \left[ \frac{kd}{2} (1 - \sin \theta \cdot \cos \varphi) \right] + \\ \left. + \cos \theta \sin \left( \frac{kh}{2} \sin \theta \right) \frac{\sin \left[ \frac{kd}{2} (1 - \sin \theta \cdot \cos \varphi) \right]}{1 - \sin \theta \cdot \cos \varphi} \right\}, \quad (11.10)$$

$$E_\phi = -\frac{I_0 \rho_0}{\pi r} \exp \left\{ -jk \left[ r + \frac{h}{2} + \frac{d}{2} (1 - \sin \theta \cdot \cos \varphi) \right] \right\} \sin \varphi \times \\ \times \sin \left( \frac{kh}{2} \cos \theta \right) \frac{\sin \left[ \frac{kd}{2} (1 - \sin \theta \cdot \cos \varphi) \right]}{1 - \sin \theta \cdot \cos \varphi}, \quad (11.11)$$

где  $I_0$  — ток в точках питания;  $\rho_0$  — волновое сопротивление свободного пространства.

Условия продольного излучения, при котором отсутствует излучение в обратном направлении, имеют вид:  $kh/4 = (2n-1)\pi/2$ ,  $nh/4 + kd = m\pi$ , где  $m$  и  $n$  — произвольные положительные числа.

Если желательно, чтобы размеры антенны были небольшими (соизмеримыми с длиной волны), то нужно положить  $n=m=1$ , тогда  $h=\lambda$  и  $d=\lambda/4$ . Если размеры антенны малы в сравнении с длиной волны, то условия осевого излучения не выполняются. Печатные антенны бегущей волны могут быть достаточно протяженными и изготавливаться на диэлектрическом основании толщиной  $\lambda/4$ . В связи с этим появляется опасность возникновения поверхностной волны и соответственно снижения КПД излучающей структуры.

Возможен более строгий подход к расчету микрополосковых и печатных антенн любого типа. Он состоит в том, что составляется интегральное уравнение относительно токов, текущих по проводникам антенны. Это интегральное уравнение может быть решено численными методами с помощью ЭВМ. Найдя распределение токов, можно, так же как и для резонаторного метода, вычислить все характеристики антенны.

#### § 11.4. Печатные антенные решетки

Наряду с одиночными излучателями широкое применение получили печатные антенные решетки. Обладая сходством конструкции, печатные антенные решетки отличаются друг от друга в основном типом применяемых излучателей, а также способом их возбуждения. Рассмотрим лишь некоторые виды печатных решеток. На рис. 11.15 показана простейшая печатная антenna решетка из излучателей 1 резонаторного типа. Четырехэлементная антenna решетка имеет коэффициент усиления около 13,5 дБ. Ширина полосы пропускания составляет 1,79% на уровне  $K_{ст}u$  менее двух. Уровень боковых лепестков 11 дБ. Ширина ДН равна 20 и  $68^\circ$  в Е- и Н-плоскостях соответственно.

Особое внимание привлекают печатные вибраторные антенные решетки (рис. 11.16). Решетка, состоящая из полуволновых

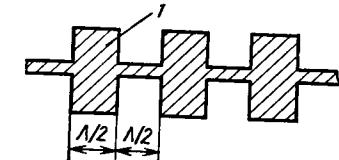


Рис. 11.15. Линейная антenna решетка из излучателей резонаторного типа

печатных вибраторов (рис. 11.16, а), питается через фазирующие полуволновые линии задержки. Изменение формы, взаимного расположения и способа питания вибраторов от несимметричной полосковой линии позволяет менять характеристики антенн. При всех преимуществах печатных антенных решеток они весьма узкополосны.

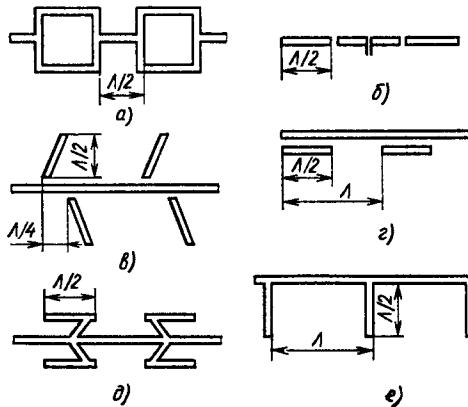


Рис. 11.16. Различные варианты топологии печатных вибраторных решеток

ложке с  $h=0,794$  мм и  $\epsilon_r=2,32$ , на частоте 17,4 ГГц работает в полосе 0,4% в режиме стоячей волны и в полосе 3% в режиме бегущей волны. При этом уровень боковых лепестков находится в пределах 12...19 дБ.

Анализ антенных решеток можно проводить, используя обобщенный метод наводимых ЭДС. Суть метода состоит в том, что ток в отдельном излучателе представляется в виде линейной комбинации пространственных гармоник:

$$\eta = \sum_{v=-M}^M I_{nv} \Psi_v, \quad (11.12)$$

где  $\Psi_v$  — пространственные векторные гармоники, составляющие часть некоторой системы линейно независимых функций;  $I_{nv}$  — комплексные амплитуды пространственных гармоник, являющиеся неизвестными величинами. Подставив разложение (11.12) в систему интегральных уравнений для поверхностных токов, помножив каждое уравнение на  $\Psi_m$  и проинтегрировав по поверхности каждого излучателя, получим систему линейных алгебраических уравнений:

$$\sum_{n=-N}^N \sum_{v=-M}^M I_{nv} Z_{nv,mp} = U_{mp}, \quad -N \leq m \leq N, \\ -M \leq p \leq M, \quad (11.13)$$

где через  $U_{mp}$  обозначены коэффициенты разложения стороннего поля по системе функций  $\{\Psi_m\}$ :

$$U_{mp} = \int_{S_m} \mathbf{F}_m^c \Psi_m^* dS_m. \quad (11.14)$$

Коэффициенты матрицы  $Z$  в (11.13) часто называют *взаимными сопротивлениями*. Общее выражение для взаимного сопротивления между  $v$ -гармоникой тока в  $n$ -м излучателе и  $p$ -й гармоникой тока в  $m$ -м излучателе имеет вид

$$Z_{nv,mp} = \frac{1}{I_{nv} I_{mp}^*} \int_{S_m} \mathbf{E}_t \{I_{nv} \Psi_v\} I_{mp}^* \Psi_p^* dS_m, \quad (11.15)$$

где  $\mathbf{E}_t \{I_{nv} \Psi_v\}$  — линейный оператор, позволяющий вычислить тангенциальную составляющую электрического поля, создаваемого током в  $v$ -м излучателе на поверхности  $n$ -го излучателя. Следует отметить, что взаимные сопротивления, определяемые формулой (11.15), зависят только от расположения пары излучателей решетки и от номеров пространственных гармоник тока и не зависят от числа и расположения всех остальных излучателей решетки.

Аналогично можно определить взаимные проводимости в решетке магнитных излучателей.

В случае, когда учитывается только одна гармоника тока в каждом излучателе (одночленный метод наводимых ЭДС), система уравнений (11.13) принимает наиболее простую форму:

$$\sum_{n=-N}^N Z_{mn} I_n = U_m, \quad -N \leq m \leq N. \quad (11.16)$$

Учет одной гармоники тока для линейной решетки из однократных линейных излучателей обеспечивает достаточную точность расчета для резонансных излучателей, для излучателей, малых по сравнению с длиной волны, а также для других излучателей, расстояния между которыми в решетке значительны и форма распределения тока мало изменяется за счет взаимных связей.

Для нахождения неизвестных токов в решетке необходимо знать взаимные сопротивления между двумя полосковыми излучателями, которые можно опре-

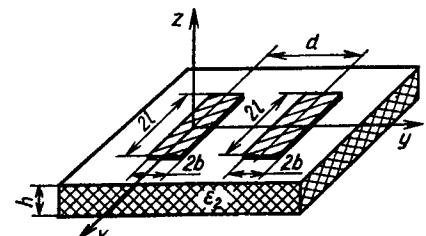


Рис. 11.17. Взаимное расположение полосковых излучателей в решетке

делить из следующего выражения при заданном распределении тока (рис. 11.17):

$$Z_{\text{вз}} = -j \frac{2\rho_0 k_0^2}{\pi^2 \sin(k_0 l)} \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{\sin(x_2 b)}{x_2 b} \right)^2 \left( \frac{\cos(x_1 l) - \cos(k_0 l)}{k_0^2 - x_1^2} \right)^2 \times \\ \times \left( \frac{x_1^2 \gamma^2 \epsilon_2}{\epsilon_2 \gamma + \gamma_1 + \operatorname{th}(h\gamma_1)} - \frac{x_2^2 k_0^2}{\gamma + \gamma_1 \operatorname{cth}(h\gamma_1)} \right) \frac{e^{-j x_2 d}}{(x_1^2 + x_2^2)} dx_1 dx_2; \quad (11.17)$$

где  $2l$  — длина элемента;  $2b$  — его ширина;  $\gamma = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 - k_0^2}$ ;  $\gamma_1 = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 - k_1^2}$ ;  $k_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_2}$ ;  $d$  — расстояние между излучателями. Считается, что ток в вибраторах задан в виде

$$\eta = I_{\text{ex}} \frac{1}{2b} \tau(x) \tau(y) \delta(z=0),$$

$$\tau(x) = \frac{\sin[k_0(l-|x|)]}{\sin(k_0 l)}, \quad -l \leq x \leq l,$$

$$\tau(y) = 1, \quad d-b \leq y \leq d+b.$$

Толщина полоскового проводника не учитывается. Выражение (11.17) получено в строгой электродинамической постановке задачи, учитывающей возникновение в подложке поверхностных волн типа Н и Е. Толщина подложки  $h$  и относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_2$  определяют число поверхностных волн. При параметрах подложки, удовлетворяющих неравенству

$$(4h/\lambda)\sqrt{\epsilon_2 - 1} < 1, \quad (11.18)$$

поверхностные Н-волны не возбуждаются. Кроме того, Е-волны не имеют частоты среза. Эти обстоятельства должны быть учтены при конструировании решеток.

В качестве простого примера анализа рассмотрим печатную решетку из бесконечно длинных излучателей, считая, что зависимость полей и токов от координаты  $x$  отсутствует. При этом существенно упрощается выражение для взаимного сопротивления:

$$Z_{\text{вз}} = 60j \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\sin(xb)}{xb} \right]^2 \frac{e^{-j xd}}{\sqrt{x^2 - k_0^2} + \sqrt{x^2 - k_2^2} \operatorname{ctn}(h\sqrt{x^2 - k_2^2})} dx. \quad (11.19)$$

При рассмотрении интегралов по вещественной оси в формулах (11.17) и (11.19) необходимо обеспечить их сходимость и выполнение условий излучения на бесконечности. Это обуславливает правильный выбор знаков двузначной функции  $\pm\sqrt{x^2 - k_0^2}$

и правильный учет особенностей, связанных с вещественными корнями уравнения  $\sqrt{x^2 - k_0^2} = \sqrt{x^2 - k_2^2} \operatorname{ctn}(h\sqrt{x^2 - k_2^2})$ , определяющих поверхностные волны на границе диэлектрика. На рис. 11.18 представлена зависимость взаимных сопротивлений  $Z_{\text{вз}}$ , рассчитанных по формуле (11.19), от расстояния между излучателями  $d/\lambda$  для следующих параметров структуры:  $\epsilon_2 = 2,35$ ;

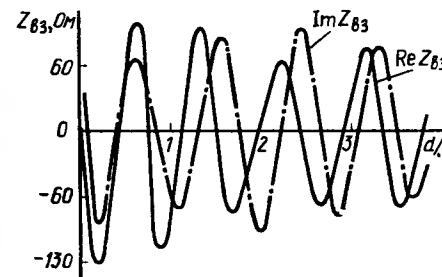


Рис. 11.18. Зависимость взаимных сопротивлений от нормированного расстояния между излучателями при распространении поверхностной волны

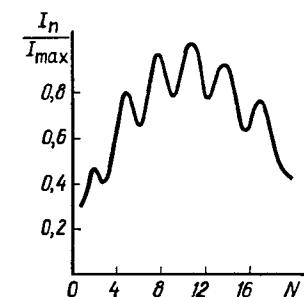


Рис. 11.19. Амплитудное распределение тока 20-элементной решетки излучателей

$h=0,343$  мм;  $2b=0,05\lambda$ . При этих параметрах возбуждается лишь одна поверхностная Н-волна. Это, в свою очередь, обуславливает незатухающий характер взаимных сопротивлений (потери не учитываются). Для этих же параметров на рис. 11.19 показано рассчитанное с помощью системы уравнений (11.16) амплитудное распределение тока 20-элементной решетки.

При расчете протяженных антенных решеток, число элементов которых достигает нескольких сотен и даже тысяч, целесообразно пользоваться спектральным методом анализа. Применяя дискретное преобразование Фурье от функции распределения токов  $I(n)$ , можно определить множитель решетки

$$\varphi(x) = \sum_{n=-N}^{N} I(n) \exp\left(jn \frac{2\pi}{T} x\right), \quad (11.20)$$

где  $T=2\pi/d$ . Используя замену переменных  $\kappa=k_0 \sin \theta$  (угол  $\theta$  отсчитывается от нормали к решетке), запишем формулу для ДН линейной периодической решетки из одинаковых элементов с единственной гармоникой тока

$$F(\theta) = F_s(\theta) \sum_{n=-N}^{N} I_n e^{jn k_0 d \sin \theta}, \quad (11.21)$$

где  $F_s(\theta)$  — комплексная ДН одного элемента.

В случае бесконечно длинного излучателя шириной  $2b$  на подложке с параметрами  $\epsilon_2$  и  $h$  поле в дальней зоне описывается формулой

$$E(r, \theta) = \frac{I_s Z_0}{2} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} \exp \left[ j \left( k_0 r - \frac{\pi}{4} \right) \right] \times \\ \times \frac{\sin(2\pi b \sin \theta)}{2\pi b \sin \theta} \frac{\cos \theta}{j \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2 \theta} \operatorname{ctg}(2\pi h \sqrt{\epsilon_2 - \sin^2 \theta}) - \cos \theta} - \\ - \frac{I_s Z_0}{2} \sum_j \beta'_j [0] \frac{\sin(2\pi b \kappa_{nbj})}{2\pi b \kappa_{nbj}} e^{-j\kappa_{nbj} r \sin \theta} - \sqrt{(\kappa_{nbj})^2 - 1} k_0 r \cos \theta, \quad (11.22)$$

где угол  $\theta$  отсчитывается в плоскости  $ZOY$  от оси  $z$  (см. рис. 11.17).

Первое слагаемое в формуле (11.22) описывает поле пространственной волны, второе — сумму полей поверхностных волн типа Н, где  $\kappa_{nbj}$  —  $j$ -й корень уравнения

$$\alpha(x) = \sqrt{x^2 - k_0^2} + \sqrt{x^2 - k_2^2} \operatorname{ctn}(h \sqrt{x^2 - k_2^2}) = 0,$$

$\beta'_j[0]$  — производная функция  $\beta_j[\alpha(x)]$  при  $\alpha(x)=0$ ;  $\beta_j[\alpha(x)]$  — взаимно обратная функция. Следовательно,  $\beta'_j[0]=\kappa_{nbj}$ . Так как  $\alpha(x)$  определяется трансцендентным уравнением, функция  $\beta[\alpha(x)]$  и ее производная  $\beta'_j[\alpha(x)]$  находятся численно.

При выполнении неравенства (11.19) поверхностные волны отсутствуют и второе слагаемое в формуле (11.22) равно нулю.

На рис. 11.20 показаны рассчитанные ДН для бесконечно длинного излучателя шириной  $2b=0,002\lambda$  и двух значений тол-

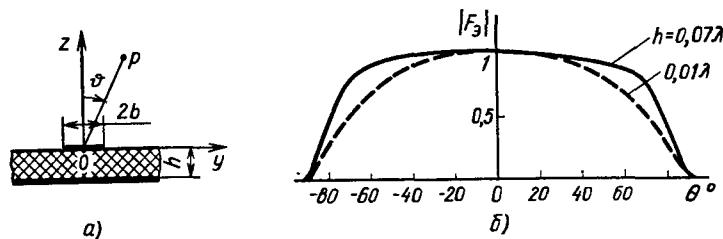


Рис. 11.20. Модель (a) и расчетные ДН (б) бесконечно длинного печатного проводника

щины подложки  $h$ . Относительная диэлектрическая проницаемость подложки  $\epsilon_2=16$ . При  $h=0,01\lambda$  поверхностные Н-волны не возбуждаются, а при  $h=0,07\lambda$  возбуждается одна поверхностная волна с коэффициентом замедления  $\xi$ .

На рис. 11.21 приведена рассчитанная ДН 20-элементной эквидистантной решетки для  $\epsilon_2=2,35$ ;  $h=0,343\lambda$ ;  $2b=0,05\lambda$ . Распределение взаимных сопротивлений и токов вдоль такой решетки показано на рис.

11.18 и 11.19. Расстояние между соседними элементами решетки равно  $\lambda_{nb}$ , где  $\lambda_{nb}$  — длина поверхностной волны. Такая решетка возбуждается набегающей поверхностной волной. Возбуждение распространяющихся вдоль координаты  $y$  (см. рис. 11.17) поверхностных Н-волн, вообще говоря, не вызывает трудностей. Для этого требуется возбудитель с явно выраженной составляющей по  $E_x$ , причем эффективность возбуждения тем выше, чем большее толщина слоя диэлектрика. Хорошим возбудителем, например, является Е-секториальный рупор с поляризацией вектора  $E$ , параллельной оси  $x$ .

## ГЛАВА 12

### АКТИВНЫЕ ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ

#### § 12.1. Общие сведения

Важным средством улучшения тактико-технических характеристик радиотехнических систем (повышение информативности, помехозащищенности, одновременное выполнение нескольких функций и т. д.) является проектирование антенных систем в виде фазированных антенных решеток (ФАР). Главным преимуществом ФАР перед другими типами антенных систем является их способность при использовании системы электронного сканирования быстро и с большой точностью менять не только положение их диаграммы направленности в пространстве, но и ее форму.

Вместе с тем следует отметить, что система электронного сканирования, включающая устройства управления фазой сигналов, СВЧ — фазовращатели с малыми потерями, вычислители фазовых программ в виде быстродействующих ЭВМ и схемы управления фазовращателями, имеет достаточно высокую стоимость. Снижение коэффициента усиления ФАР при отклонении луча в широком секторе углов приводит к дополнительному увеличению стоимости системы в целом.

С развитием и усложнением ФАР увеличение объема ко-

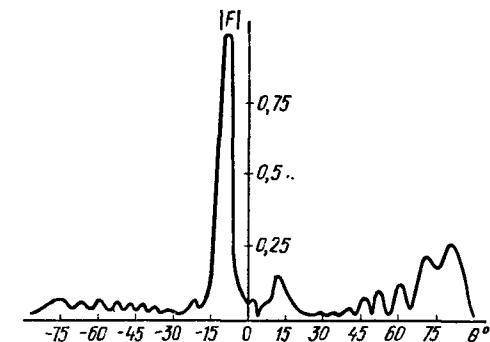


Рис. 11.21. Расчетные ДН 20-элементной решетки из полосковых излучателей

мандной информации, необходимой для управления ими, сопровождается совершенствованием самих управляющих ЭВМ и стоимость вычислительных операций по управлению лучом непрерывно снижается. Чтобы заметно снизить стоимость системы сканирования, следует пользоваться достижениями микроэлектроники не только в области ЭВМ, но и в области техники СВЧ.

Стоимость фазовращателей может быть уменьшена при снижении требований к электрическим характеристикам, при работе на достаточно малых уровнях мощности с более высокими потерями, а также при использовании большого числа одинаковых элементов, например, в одной радиолокационной станции.

Кроме того, следует отметить, что достаточно дорогими являются схемы управления фазовращателями. Так, для управления фазовращателями большой мощности требуются большие напряжения или токи. Уменьшая пропускаемую фазовращателями мощность, можно использовать в них переключательные диоды, управляемые дешевыми полупроводниковыми интегральными схемами.

Использование технических решений в системе управления лучом ФАР, направленных на ее удешевление, приводит к необходимости компенсации дополнительных потерь, вызванных ухудшением электрических параметров фазовращателей. Устройствами, компенсирующими потери, могут быть усилители мощности или синхронизируемые генераторы колебаний СВЧ в передающих трактах и малошумящие усилители в приемных трактах активных ФАР. Анализ рассмотренных типов малошумящих усилителей показывает, что по комплексу параметров для приемных трактов *активных фазированных антенных решеток* (АФАР) наиболее пригодны транзисторные малошумящие усилители. Это объясняется простотой схемы транзисторных усилителей и отсутствием в их составе невзаимных элементов, потребности в сигнале накачки и др. Система распределенных по раскрыву сравнительно мало мощных когерентных передатчиков и малошумящих приемников, работающих на индивидуальные излучатели, может обеспечивать требуемые энергетические характеристики.

Чтобы в конечном счете не потерять выигрыш в стоимости системы управления, необходимо иметь дешевые усилители мощности и усилители СВЧ с малым коэффициентом шума. При таком подходе возможно создание нового поколения радиолокационных станций и других радиотехнических систем с АФАР с улучшенными функциональными, надежностными, эксплуатационными и экономическими характеристиками.

## § 12.2. Общие методы оценки энергетических параметров АФАР

Разработка АФАР для радиотехнических систем различного типа и назначения (стационарных, подвижных, бортовых и др.)

связана, как правило, с теми или иными ограничениями, например на размер раскрыва, массу, потребляемую мощность. Представляет интерес рассмотрение соотношений, связывающих основные характеристики АФАР, с помощью которых можно было бы проводить предварительный выбор вариантов их построения, близких к оптимальным.

**Передающие АФАР.** С точки зрения повышения энергетического потенциала к передающим АФАР предъявляют следующие основные требования. В секторе углов  $\pm\theta_{ск}$  должен быть обеспечен энергетический потенциал  $PG \geq \mathcal{E}$ . При этом изменение этого параметра не должно превышать  $1/A$  на краю сектора сканирования ( $A < 1$ ). Здесь обозначено:  $P$  — излучаемая антенной система мощность,  $G$  — коэффициент усиления антенной системы,  $\mathcal{E}$  — заданное значение энергетического потенциала.

Оценочные расчеты параметров передающих АФАР могут быть получены из приводимых выражений. При этом делается предположение об отсутствии амплитудно-фазовых ошибок, снижающих направленные свойства АФАР. В теории антенных решеток установлена связь между коэффициентом усиления решетки  $G$  и среднеквадратическим значением амплитудно-фазовой ошибки  $\xi$  в виде соотношения  $G = G_0/(1+\xi^2)$ , где  $G_0$  — коэффициент усиления решетки с идеальным амплитудно-фазовым распределением.

Аналогичное соотношение справедливо для эффективной площади приемных решеток.

Из выражения для  $G$  следует, что разброс коэффициента передачи передающих и приемных модулей АФАР на  $\pm 1,5$  дБ и их электрической длины на  $\pm 20^\circ$  относительно средних значений не приводит к заметным снижениям коэффициента усиления и эффективной площади приемной антенны.

Энергетический потенциал АФАР выражается через число элементов  $N$ , излучаемую одним элементом мощность  $P_0$  и коэффициент усиления  $g$  одного излучателя на краях сектора сканирования:  $PG = N^2 P_0 g = APG_0$ . При ограниченном секторе сканирования можно приближенно считать, что изменение потенциала АФАР полностью определяется изменением коэффициента усиления  $g$  и использовать соотношение  $g = g_0 A$ , где  $g_0$  — коэффициент усиления излучателя в максимуме его диаграммы направленности. Для определения  $g_0$  через ширину ДН излучателя  $\theta_0$  с помощью известного соотношения  $g_0 = 3,6 \cdot 10^4 / \theta_0^2$  воспользуемся зависимостью заданного сектора сканирования и уровня допустимых потерь от ширины ДН излучателя:  $\theta_{ск} = k(A) \theta_0^2$ . Коэффициент  $k(A)$  однозначно определяется уровнем допустимых потерь на краях сектора сканирования.

При выводе этой зависимости может быть принято допущение о том, что ДН излучателя описывается выражением вида  $f(u) = (\sin u/u)^2$ , где  $u = (2\pi d/\lambda) \sin \theta$  — обобщенная угловая координата. Зависимость коэффициента усиления излучателя  $g_0$  от

требуемого сектора сканирования  $\theta_{ск}$  при допустимых потерях  $A$  энергетического потенциала на краях сектора сканирования приведена на рис. 12.1.

Проектирование АФАР, как правило, сводится либо к оптимизации по какому-то критерию (число модулей, геометрические размеры, потребляемая от источников питания мощность и т. д.), либо к нахождению некоторого компромиссного решения, наиболее полно отвечающего поставленной задаче. При этом в качестве варьируемых могут выступать другие параметры, например мощность одного элемента, КПД модуля.

Рис. 12.1. Зависимость коэффициента усиления излучателя от сектора сканирования

метрическую площадь решетки  $S$ , потребляемую мощность  $P_и$ ) через заданный энергетический потенциал  $\mathcal{E}$ .

Число элементов определяется из основного соотношения  $PG = N^2 P_0 g_0$ :

$$N = \sqrt{PG/P_0 g_0} \text{ или } N\sqrt{A/\mathcal{E}} = 1/\sqrt{P_0 g_0}. \quad (12.1)$$

При отсутствии амплитудно-фазовых ошибок в режиме передачи (равномерное возбуждение всех излучателей) коэффициент усиления решетки площадью  $S$  равен сумме коэффициентов усиления всех  $N$  излучателей:  $N g_0 = 4\pi S/\lambda^2$ , откуда с учетом (12.1) имеем

$$S_0 \sqrt{\frac{A}{\mathcal{E}}} = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{g_0}{P_0}}, \quad (12.2)$$

где  $S_0 = S/\lambda^2$ .

Потребляемая от источников питания мощность

$$P_и = \frac{NP_0}{\eta} = \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{PGP_0}{g}}$$

или

$$P_и \sqrt{\frac{A}{\mathcal{E}}} = \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{P_0}{g_0}}, \quad (12.3)$$

Графики зависимости параметров  $N$ ,  $S_0$  и  $P_и$  от параметров одного канала решетки (последовательно включенных модуля и излучателя) — излучаемой мощности  $P_0$  и коэффициента усиления излучателя в максимуме его ДН  $g_0$  — приведены на рис. 12.2.

Полученные выражения используются при выборе числа ка-

налов и энергетических параметров каждого канала по заданным характеристикам передающей АФАР.

Следующим этапом проектирования передающих АФАР является выбор вида схемы разводки сигнала возбуждения модулей. Могут быть использованы системы возбуждения двух типов: закрытая и открытая (оптическая).

Закрытая система возбуждения имеет большие возможности в управлении комплексной амплитудой возбуждения каждого модуля ФАР (АФАР). Для решения задачи распределения мощности возбуждения используется набор делителей мощности с соответствующими коэффициентами деления и отрезков линий передач, соединяющих делители в замкнутую систему.

При большом числе элементов ФАР реализации заданного закона распределения комплексных амплитуд возбуждения элементов ФАР с помощью закрытой системы возбуждения встречают определенные трудности, обусловленные конечными значениями связей между каналами делителей мощности, отклонением электрической длины соединительных отрезков линий передачи от заданных размеров и т. д.

Кроме того, трудности могут быть связаны с ограничением рабочей полосы ФАР при использовании схемы последовательного возбуждения элементов каждой строки и каждого столбца излучателей. Снять это ограничение можно, используя параллельную схему возбуждения элементов ФАР, построенную на основе бинарных делителей мощности при одинаковой длине линий передачи в тракте каждого излучателя.

При большом размере раскрытия решетки или при использовании линий передачи с большими погонными потерями суммарные потери системы возбуждения могут достигать недопустимых для построения АФАР значений. Тогда при невозможности реализации передающих модулей с достаточно высоким коэффициентом усиления может оказаться затруднительным создание возбудителей, обеспечивающих нормальную работу всей решетки. В этом случае необходимо использовать активную схему разводки,

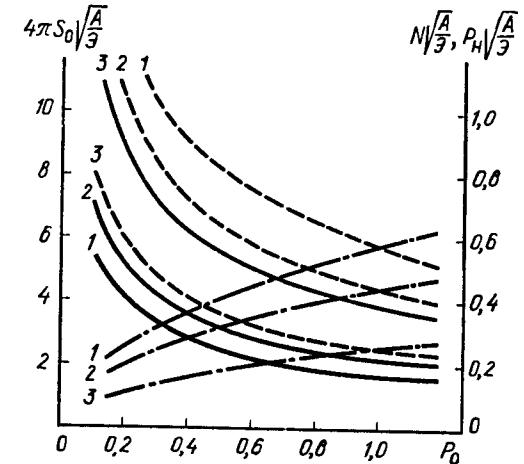


Рис. 12.2. Зависимость характеристик решетки от параметров одного канала АФАР:  
1 —  $g_0=3$ ; 2 —  $g_0=5$ ; 3 —  $g_0=15$ , —  $S$ ;  
—  $N$ , —  $P_и$

включающую в свой состав *промежуточные усилители*, каждый из которых возбуждает фрагмент решетки (подрешетки). Неидентичность фазовых характеристик промежуточных усилителей ухудшает фазовые характеристики всей схемы разводки. В закрытой системе возбуждения допускается возможность построения многолучевой АФАР, формирующей в одном раскрыве несколько независимо управляемых диаграмм направленности. Кроме того, глубина открытой системы возбуждения много меньше линейного размера раскрыва ФАР.

Предпочтительной является *схема пассивной разводки*, когда вся решетка возбуждается одним возбудителем, мощности которого достаточно для питания всех передающих модулей (с учетом потерь в пассивной схеме).

Пассивная схема возбуждения обладает стабильными во времени характеристиками, практически не вносит неконтролируемых фазовых ошибок.

Реализация пассивной схемы разводки возможна, если выходная мощность возбудителя

$$P_{\text{воз}} \geq N(P_0 K_P) L_s, \quad (12.4)$$

где  $K_P$  — полный коэффициент передачи модуля по мощности;  $L_s = L_{\text{дел}} L_l$  — полные потери (безразмерная единица) в делителях мощности и линиях передачи тракта возбуждения.

Потери в  $N$ -канальном делителе определяются исходя из следующих соображений. Число каналов решетки можно с достаточной степенью точности оценить как  $N \approx 2^{c/3}$ , т. е.  $N$ -канальный делитель мощности можно выполнить в виде последовательности легко реализуемых двух- и трехканальных делителей. Тогда  $q = c + e$  определит число этажей такого делителя. В этом случае потери делителя

$$L_{\text{дел}} = \beta^q, \quad (12.5)$$

где  $\beta$  — потери на одной ступени разветвления делителя.

Потери в линиях передачи разводки сигнала

$$L_l = a^l, \quad (12.6)$$

где  $l$  — суммарная длина питающих линий разводки сигнала;  $a$  — погонные потери используемых линий передач.

Для ФАР с прямоугольным и круглым раскрывом значение  $l$  может быть соответственно оценено по формулам

$$l = 0,5ad \sqrt{N \frac{(\gamma^2 + 1)}{\gamma}}, \quad (12.7)$$

$$l = \frac{ad}{1,77} \sqrt{N}, \quad (12.8)$$

где  $a > 1$  — конструктивный коэффициент удлинения отрезков линий передачи,  $d$  — расстояние между излучателями решетки,  $\gamma$  —

коэффициент формы прямоугольного раскрыва (отношение большей стороны решетки к меньшей ее стороне).

Открытая система возбуждения модулей ФАР имеет значительно меньшее число узлов, выполненных на отрезках линий передачи, чем закрытая. Используя достаточно сложную систему первичного возбуждения раскрыва ФАР, можно добиться оптимального амплитудного распределения как для суммарного, так и для разностного каналов приемной решетки. Размер оптической системы возбуждения (в глубину) сравним с размером раскрыва ФАР. Этот недостаток открытой системы, при очевидной ее простоте, ограничивает области применения ФАР (АФАР) с такими системами возбуждения.

При оптическом возбуждении имеют место потери, обусловленные «переливанием» части энергии первичного излучателя через края раскрыва ФАР. Эти потери определяются допустимым с точки зрения работоспособности модулей передающей АФАР падением уровня излучаемой первичным излучателем мощности в направлении крайних элементов.

Для проведения оценочных расчетов параметров оптической системы возбуждения передающей АФАР круглой формы рассмотрим ее функциональную электрическую схему (рис. 12.3). Расстояние между излучателями решетки с сектором сканиро-

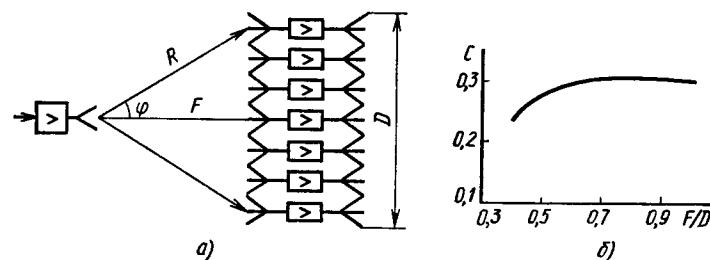


Рис. 12.3. Передающая АФАР с оптической системой возбуждения:  
а — функциональная схема; б — зависимость потерь возбуждения от отношения  $F/D$

вания  $\pm \theta_{\max}$  выбирается в соответствии с выражением  $d = \lambda / (1 + \sin \theta_{\max})$ . Каждый элемент решетки занимает площадь  $S_0 = d^2$ , диаметр раскрыва решетки  $D = 2d\sqrt{N/\pi}$  и ее площадь  $S = N S_0 = N d^2$ .

Коэффициент передачи между первичным излучателем и излучателями на внутренней стороне антенной решетки (на рис. 12.3 слева от модулей) определяется выражением  $T = g s / (4\pi R^2)$ , где  $g$  — коэффициент усиления первичного излучателя в направлении данного модуля;  $S = \sigma S_0 = \sigma d^2$  — эффективная площадь внутреннего излучателя исследуемого модуля АФАР;  $\sigma < 1$  —

коэффициент использования площади излучателя. Оценочное значение  $g$  определяется выражением  $g \approx 3600/(2\varphi)^2$  в предположении, что край раскрыва АФАР облучается половинной мощностью первичного излучателя. Для модулей, находящихся на периферии раскрыва, коэффициент передачи достигает минимального значения

$$T_{\text{min}} = \frac{1,125 \cdot 10^3 \sigma}{(2\varphi)^2 N (4F^2/D^2 + 1)} = \frac{1}{L_0 N}, \quad \varphi = \operatorname{arctg} \frac{D}{2F}. \quad (12.9)$$

Из (12.9) следует, что оптическая система возбуждения для периферийных модулей эквивалентна системе возбуждения закрытого типа с потерями в  $L_0$  раз. Изменение амплитуды возбуждения периферийных модулей относительно центрального определяется величиной  $B = 2F/(D^2 + 4F)$ .

Расчеты по формуле (12.5) показывают, что потери оптического возбуждения при  $F/D = 0,6 \dots 1,0$  составляют около 5,2 дБ.

При проектировании передающей АФАР с оптической системой возбуждения встает задача разработки излучателей внутренней стороны, реализующих максимальное значение  $\sigma$ , и оптимизация формы ДН первичного излучателя.

**Приемные АФАР.** Энергетические характеристики приемной системы, как правило, определяются параметром  $S_{\text{эфф}}/T_{\text{эфф}}$ , где  $S_{\text{эфф}}$  — эффективная площадь раскрыва антенны;  $T_{\text{эфф}}$  — эффективная шумовая температура АФАР, приведенная к раскрыву решетки. Эффективная площадь решетки связана с ее геометрической площадью  $S_2$  через коэффициент использования площади  $\sigma$ , определяемый амплитудно-фазовыми характеристиками ее трактов, и допустимыми потерями потенциала на краях сектора сканирования  $A$ :

$$S_{\text{эфф}} = S_2 \sigma A. \quad (12.10)$$

В случае равноамплитудного суммирования всех принимаемых сигналов для проведения оценочных расчетов можно положить  $\sigma = 1$  и записать (12.10) в виде суммы  $N$  эффективных площадей  $s$  каждого излучателя в составе решетки:

$$S_{\text{эфф}} = N s. \quad (12.11)$$

В соответствии с функциональной схемой приемной АФАР (рис. 12.4) ее эффективная шумовая температура, приведенная к раскрыву решетки, рассчитывается по формуле

$$T_{\text{эфф}} = 290(K_{\text{ш}\Sigma} - 1)K. \quad (12.12)$$

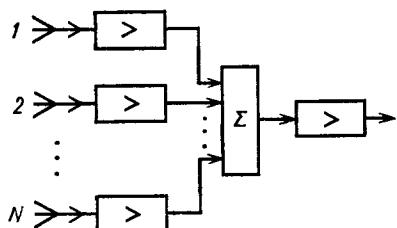


Рис. 12.4. Функциональная схема приемной АФАР

### Коэффициент шума решетки

$$K_{\text{ш}\Sigma} = K_{\text{ш}1} + \frac{L_\Sigma - 1}{K_p} + L_\Sigma \frac{K_{\text{ш}2} - 1}{K_p}, \quad (12.13)$$

где  $K_{\text{ш}1}$  — коэффициент шума приемного модуля;  $K_p$  — номинальный коэффициент передачи по мощности приемного модуля;  $L_\Sigma = L_{\text{сум}} L_\lambda$  — полные потери в сумматоре мощности и линиях передачи;  $K_{\text{ш}2}$  — коэффициент шума малошумящего усилителя, входящего в состав АФАР.

Как и для передающих решеток, величина  $L_\Sigma$  определяется числом излучателей  $N$ , расстоянием между ними  $d$  и формой АФАР и вычисляется по формулам (12.5) — (12.8).

Для упрощения расчетов примем, что  $K_{\text{ш}2} = K_{\text{ш}1}$ , тогда

$$K_{\text{ш}\Sigma} = K_{\text{ш}1} + \frac{L_\Sigma - 1}{K_p} + L_\Sigma \frac{K_{\text{ш}1} - 1}{K_p} = K K_{\text{ш}1}. \quad (12.14)$$

Последнее соотношение указывает на сильное влияние потерь в тракте суммирования сигналов на эффективную шумовую температуру решетки. С точностью до величины  $\xi = 1/(K_p K_{\text{ш}1})$  соотношение (12.14) можно представить в виде

$$K = K_{\text{ш}\Sigma}/K_{\text{ш}1} \approx 1 + L_\Sigma/K_p. \quad (12.15)$$

Заметим, что относительно слабой зависимостью коэффициента  $K$  от  $L_\Sigma$  при достаточно больших значениях  $K_p$  определяется возможность создания многолучевых приемных АФАР с низкой эффективной шумовой температурой.

С учетом заметного влияния схемы реальной АФАР на ее эффективную шумовую температуру найдем выражение для числа элементов  $N$ , реализующих заданные энергетические характеристики. Можно записать:

$$\frac{S_{\text{эфф}}}{T_{\text{эфф}}} = \frac{sN}{290 \{(1 + \beta^q a^l / K_p) K_{\text{ш}1} - 1\}}. \quad (12.16)$$

Для упрощения (12.16) воспользуемся следующими соображениями. Поскольку  $\beta = 1 + \Delta\beta$  и  $a = 1 + \Delta a$ , где  $\Delta\beta < 1$  и  $\Delta a < 1$ , можно воспользоваться разложением  $\beta^q$  и  $a^l$  в ряд. Потери в фидерном тракте и делителях имеют сравнимую (с некоторым преобладанием  $L_\Sigma$ ) величину, т. е.  $L_\Sigma = L_\Delta$ . Тогда вместо (12.16) получим приближенное выражение

$$\frac{S_{\text{эфф}}}{T_{\text{эфф}}} = \frac{SN}{290 \{(1 + (1 + 2^\theta \sqrt{N}) / K_p) K_{\text{ш}1} - 1\}}, \quad (12.17)$$

где  $\theta = 0,5ad\sqrt{\frac{(\gamma^2 + 1)}{\gamma}}$   $\Delta a$  и  $\theta = 0,565 ad\Delta a$  для прямоуголь-

ного и круглого раскрызов соответственно. Введя обозначение  $\varepsilon = \frac{S_{\text{эфф}}}{T_{\text{эфф}}} \frac{290}{s}$ , представим (12.17) в виде уравнения

$$\frac{K_P}{s} N - 20K_{\text{ш1}}\sqrt{N} - [(K_P + 1)K_{\text{ш1}} - K_P] = 0,$$

которое имеет решение

$$N = \frac{s^2}{K_P^2} \left\{ 20K_{\text{ш1}} \sqrt{\frac{K_P}{s} [(K_P + 1)K_{\text{ш1}} - K_P]} + \frac{K_P}{s} [(K_P + 1)K_{\text{ш1}} - K_P] \right\}. \quad (12.18)$$

Выражение (12.18) позволяет произвести оценку числа элементов приемной АФАР, при котором обеспечиваются требуемые значения ее энергетического параметра.

Анализ расчетов энергетического параметра приемной АФАР  $S_{\text{эфф}}/T_{\text{эфф}} = f(N, K_P)$  показывает заметное отклонение изменения его от линейного закона при увеличении числа каналов  $N$ . Значение  $N$ , при котором намечается отклонение от линейного закона, тем меньше, чем меньше  $K_P$  приемного модуля и чем больше затухание (потери) в тракте суммирования сигналов. Как видно из рис. 12.5, реализация линейного закона  $S_{\text{эфф}}/T_{\text{эфф}} = f(N)$  при больших значениях  $N$  и заданных потерях в сумма-

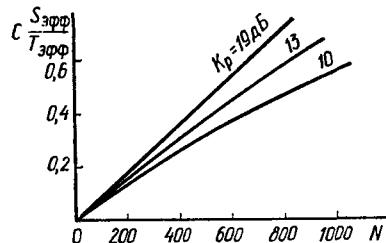


Рис. 12.5. Зависимость параметра приемной АФАР от числа модулей  $N$  ( $C$  — коэффициент пропорциональности)

торах и линиях передачи возможна при существенном увеличении  $K_P$  модуля в результате увеличения числа каскадов усилителей.

Альтернативой этому решению может быть использование активной схемы суммирования (рис. 12.6). В этом случае вся АФАР делится на  $n$  фрагментов (подрешеток), суммарный сигнал каж-

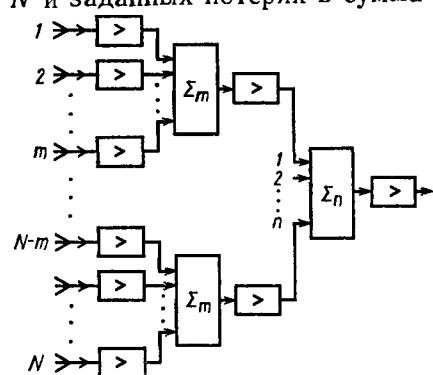


Рис. 12.6. Приемная АФАР с активной схемой суммирования сигналов

дой из которых усиливается малошумящим усилителем с целью уменьшения влияния на коэффициент шума всей решетки потерь схемы суммирования сигналов  $n$  подрешеток. Для уменьшения влияния фазовых ошибок в этих промежуточных усилителях на форму и положение ДН в пространстве число подрешеток должно быть достаточно большим. Увеличение  $n$  целесообразно и с точки зрения повышения надежности работы решетки.

В соответствии с принятыми на схеме обозначениями суммарный коэффициент шума АФАР

$$K_{\text{ш2}} = K_{\text{ш1}} + \frac{L_1 - 1}{K_1} + L_1 \frac{K_{\text{ш2}} - 1}{K_1} + L_1 \frac{L_2 - 1}{K_1 K_2} + L_1 L_2 \frac{K_{\text{ш3}} - 1}{K_1 K_2} = K K_{\text{ш1}},$$

где  $K_{\text{ш1}}$ ,  $K_1$ ,  $K_{\text{ш2}}$ ,  $K_2$ ,  $K_3$  — коэффициенты шума и усиления модуля, усилителей подрешетки и всей АФАР соответственно;  $L_1$  — суммарные потери в элементах суммирования тракта сложения сигналов подрешетки, имеющей число элементов  $m$ ;  $L_2$  — суммарные потери в элементах суммирования тракта сложения сигналов всех подрешеток.

В предположении  $K_{\text{ш1}} = K_{\text{ш2}} = K_{\text{ш3}}$  с точностью до членов  $1/K_{\text{ш1}} K_1$  и  $1/(K_{\text{ш1}} K_1 K_2)$  получим более простое выражение

$$K_{\text{ш2}} \approx \left( 1 + \frac{L_1}{K_1} + \frac{L_1 L_2}{K_1 K_2} \right) K_{\text{ш1}}. \quad (12.19)$$

Так же как и при выводе соотношения (12.17), примем следующие оценки для  $L_1$  и  $L_1 L_2$ :

$$L_1 \approx 1 + 2\Delta\alpha\theta\sqrt{N/n}, \quad L_1 L_2 = L_2 \approx 1 + 2\Delta\alpha\theta\sqrt{N}.$$

Тогда выражение (12.19) принимает вид

$$K_{\text{ш2}} = \frac{1 + K_2 + K_1 K_2 + 2\Delta\alpha\theta(K_2/\sqrt{n} + 1)\sqrt{N}}{K_1 K_2} K_{\text{ш1}}.$$

В соответствии с (12.16) получим уравнение

$$\frac{K_1 K_2}{\varepsilon} N - 20K_{\text{ш1}} \left( \frac{K_2}{\sqrt{n}} + 1 \right) \sqrt{N} - \{ [K_2(K_1 + 1) + 1] K_{\text{ш1}} - K_1 K_2 \} = 0.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\sqrt{N} = \frac{\varepsilon}{K_1 K_2} \left[ \theta K_{\text{ш1}} \left( \frac{K_2}{\sqrt{n}} + 1 \right) + \sqrt{\theta^2 K_{\text{ш1}}^2 \left( \frac{K_2}{\sqrt{n}} + 1 \right)^2 + \frac{K_1 K_2}{\varepsilon} \{ [K_2(K_1 + 1) + 1] K_{\text{ш1}} - K_1 K_2 \}} \right]. \quad (12.20)$$

Оценки показывают, что при  $K_2 \geq K_1$  и  $n \geq 30$  в (12.20) можно пренебречь членом  $\theta K_{\text{ш1}}(K_2/\sqrt{n} + 1)$ . В результате получаем про-

стое соотношение для оценки числа элементов приемной АФАР с активной системой суммирования сигналов, имеющей заданное значение параметра  $\xi$ :

$$N = \frac{[K_2(K_1 + 1) + 1]K_{\text{ш1}} - K_1K_2}{K_1K_2} \xi. \quad (12.21)$$

Расчеты показывают высокую эффективность применения активной системы суммирования при больших значениях  $L_x$ .

Фазовые ошибки  $\Delta\phi$  в усилителях подрешеток приводят к повышению уровня боковых лепестков, снижению коэффициента усиления и точности ориентации ДН. Количественные оценки изменения этих параметров в функции размеров подрешеток, их числа, фазовых ошибок могут быть получены статистическими методами.

Полученные соотношения позволяют произвести выбор функциональных схем и оценочные расчеты параметров передающих и приемных АФАР по заданным техническим характеристикам и известным параметрам входящих в АФАР функциональных узлов и блоков.

Более точные расчеты параметров АФАР требуют учета взаимного влияния излучателей, более строгой аппроксимации формы ДН излучателя в составе решетки, учета снижения энергетического потенциала из-за рассогласования излучателей при сканировании и т. д. Тем не менее приведенные оценочные соотношения оказываются полезными на этапе предварительного выбора параметров АФАР.

### § 12.3. Оптимизация массогабаритных характеристик АФАР

Проектирование бортовой аппаратуры всегда связано с задачей минимизации ее габаритов и массы. В АФАР радиотехнической системы сосредоточена большая часть бортовой радиоэлектронной аппаратуры, и потому она во многом определяет габариты и массу системы в целом. Возможность гибкого варьирования массогабаритными характеристиками АФАР при сохранении их энергетических характеристик путем выбора соответствующей элементной базы и схемных решений позволяет выбирать оптимальные варианты построения решеток.

Рассмотрим обобщенную структурную схему АФАР (рис. 12.7), состоящей из системы излучателей, приемных или передающих модулей со встроенными фазовращателями,  $N$ -канального делителя мощности возбудителя передающей решетки или  $N$ -канального сумматора приемной решетки, линий передач тракта распределения (суммирования) мощности и системы источников вторичного электропитания. Анализ такой упрощенной модели определяют пути оптимизации массы АФАР.

**Передающие АФАР.** Рассмотрим в качестве первого приближения выражение для суммарной массы передающей АФАР в виде

$$M = M_{\text{изл}}N + M_aN + M_eN + (M_0 + aP_0)N + M_h. \quad (12.22)$$

Сделаем несколько пояснений, раскрывающих содержание этого выражения. Будем считать, что  $M_{\text{изл}}$  представляет сумму массы собственно излучателя и массы конструкции апертуры, приходящейся на один элемент решетки. Это приближение справедливо для бортовых АФАР, для которых в первую очередь и проводится оптимизация массы. Такие АФАР имеют в достаточной степени ограниченные размеры, а их жесткость обеспечивается за счет жесткости конструкции объекта, на котором они размещаются. Это означает, что при увеличении числа излучателей не происходит заметного усложнения несущей конструкции и увеличения ее удельной массы, приходящейся на один излучатель.

Масса линий передачи тракта одного канала  $M_l = \delta_0 l_l$ , где  $\delta_0$  — погонная масса используемого типа линий передачи;  $l_l = ad\sqrt{N}/8$  и  $l_l = \frac{1}{4}ad\sqrt{N}/\pi$  — средняя длина кабеля в тракте каждого элемента квадратного и круглого раскрыва решетки соответственно;  $d$  — расстояние между излучателями.

Масса кабельных разъемов включается в массу сумматоров, модулей и т. д.

Общее число бинарных делителей  $n_z = N - 1 \approx N$ . Масса передающего модуля может быть представлена в виде  $M_{\text{мод}} = M_0 + aP_0$ . Первая составляющая ( $M_0$ ) равна массе «пассивного» модуля, в состав которого входят фазовращатель, схемы управления и фильтрации выходного сигнала, НЧ- и СВЧ-разъемы. Форма записи второй составляющей может быть объяснена пропорциональной зависимостью выходной мощности от числа каскадов усилителя, необходимостью увеличения массы модуля для рассеивания выделяемого усилителем мощности тепла. Как показывают расчеты, достигнутые уровень КПД и допустимые тепловые режимы транзисторных усилителей требуют использования систем принудительного охлаждения передающих модулей в составе АФАР. Поэтому коэффициент пропорциональности  $a$

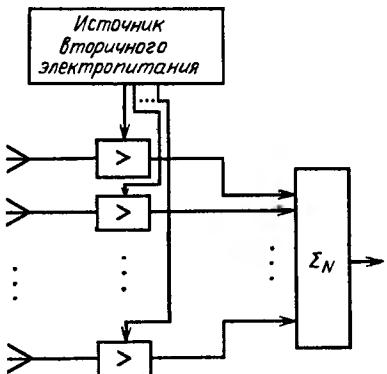


Рис. 12.7. Обобщенная структурная схема АФАР

(кг/Вт) учитывает и составляющую массы системы охлаждения, приходящуюся на один модуль.

Масса источника питания определяется его удельной массой  $\gamma$  (Вт/кг) и потребляемой АФАР мощностью, определяемой (12.3):  $M_{\text{п}}=NP_0\gamma/\eta$ . Представим выражение (12.22) в виде  $M=(M_{\text{изл}}+M_{\Sigma}+M_0)N+(a+\gamma/\eta)P_0N+\delta_0 \frac{ad}{8}N^{3/2}$ . Воспользовавшись зависимостью  $N=\sqrt{\frac{\vartheta}{g}}P_0^{-1/2}$ , получим окончательное выражение для суммарной массы передающей АФАР

$$M=(M_{\text{изл}}+M_{\Sigma}+M_0)\sqrt{\frac{\vartheta}{g}}P_0^{-1/2}+(a+\gamma/\eta)\sqrt{\frac{\vartheta}{g}}P_0^{1/2}+\delta_0 \frac{ad}{8}\sqrt[4]{\left(\frac{\vartheta}{g}\right)^3}P_0^{-3/4}. \quad (12.23)$$

При заданных секторе обзора и допустимых потерях при сканировании варьируемым параметром остается  $P_0$ . Тогда условия оптимизации характеристик АФАР могут быть получены численными методами из уравнения  $\partial M/\partial P_0=0$ . Оценочное значение

$$P_0 \approx \frac{M_{\text{изл}}+M_{\Sigma}+M_0}{a+\gamma/\eta} \quad (12.24)$$

получается при пренебрежении массой отрезков линий передачи в выражении (12.22).

Наряду с естественным выводом о необходимости уменьшения массы каждого элемента АФАР напрашивается вывод об объединении возможно большего числа элементов тракта в один корпус. При этом сокращаются число разъемных соединений, удельная масса корпуса, приходящаяся на одну корпусируемую функциональную схему, и т. д. Таким образом, решение задачи оптимизации массогабаритных характеристик в определенной степени определяется плотностью компоновки функциональных блоков АФАР.

Уменьшить влияние массы излучателей на полную массу АФАР можно, переходя к многолучевым решеткам с ортогональной поляризацией излучения и к методам многократного использования частотного диапазона.

**Приемные АФАР.** Для оценки массы приемной АФАР воспользуемся выражением для определения суммарной массы передающей АФАР и несколько видоизменим его. Во-первых, представим массу отдельного модуля в виде  $M_{\text{мод}}=M_0+m(\lg K_p)/(\lg K_1)$ . Как и в случае передающего модуля, первая составляющая равна массе «пассивного» модуля, в состав которого не входит малошумящий усилитель, вторая определяется зависимостью коэффициента усиления модуля от числа каска-

дов (при этом считается, что все каскады одинаковы). Общий коэффициент усиления  $n$ -каскадного малошумящего усилителя определяется через коэффициент усиления одного каскада  $K_1$ :  $K_p=K_1^n$ .

Если через  $m$  обозначить массу одного усилительного каскада в составе модуля, то  $m(\lg K_p)/(\lg K_1)$  есть масса модуля, приходящаяся на многокаскадный усилитель с коэффициентом усиления  $K_p$ . Кроме того, пренебрегаем массой источника вторичного электропитания ввиду ее малости по сравнению с массой источника электропитания передающей АФАР. Тогда можем записать

$$M=(M_{\text{изл}}+M_{\Sigma}+M_0)N+\left(M_0+m \frac{\lg K_p}{\lg K_1}\right)N. \quad (12.25)$$

Для приближенной оценки воспользуемся выражением (12.18) для числа модулей

$$N \approx \mathcal{E} \frac{[K_p(K_w-1)+K_w]}{K_p}. \quad (12.26)$$

Условия оптимизации массы приемной решетки получим из уравнения  $\partial M/\partial K_p=0$ :

$$0,4343 \frac{m}{\lg K_1} \mathcal{E}(K_w-1)K_p - \frac{m}{\lg K_1} \mathcal{E} \lg K_p + \left(0,4343 \frac{m}{\lg K_1} - M_1\right)K_w \mathcal{E} = 0, \quad (12.27)$$

где  $M_1=M_{\text{изл}}+M_{\Sigma}+M_0$ . Трансцендентное уравнение (12.27) легко решается графически.

Для каждого коллектива разработчиков характерны свои схемные и конструкторские решетки, которые и определяют массогабаритные характеристики отдельных блоков и всей радиотехнической системы. Тем не менее полученные соотношения окажутся полезными при поиске оптимальных решений в каждом конкретном случае.

## § 12.4. Стоимостные характеристики АФАР

Наряду с общей тенденцией снижения стоимости всех компонентов микроэлектронной аппаратуры СВЧ представляет интерес задача снижения стоимости таких сложных систем, как АФАР в целом. Анализ этой задачи показывает, что упрощенный метод, с помощью которого можно проследить основные закономерности оптимизации стоимости АФАР, в значительной степени совпадает с методом исследования ее массогабаритных характеристик.

Действительно, стоимость передающей решетки можно представить в виде

$$A=A_{\text{изл}}N+A_{\Sigma}n_{\Sigma}+(A_0+aP_0)N+A_u+A_{\text{окл}}, \quad (12.28)$$

где  $N$  — число элементов АФАР;  $n_{\Sigma}$  — число сумматоров,  $A_{\text{изл}}$  —

стоимость одного излучателя;  $A_z$  — стоимость сумматора;  $A_0$  — составляющая стоимости модуля, не зависящая от ее выходной мощности  $P_0$ ;  $A_n$  и  $A_{\text{окл}}$  — стоимость систем питания и охлаждения.

Как и при анализе выражения (12.22), сделаем ряд допущений. В стоимость излучателя включим стоимость несущей конструкции, приходящуюся на один элемент АФАР. Стоимость кабельных разъемов включается в стоимость соответствующих функциональных блоков, с которыми они соединяются, стоимость элементов линий передачи тракта включается в стоимость бинарных делителей мощности ( $n_z = N - 1 \approx N$ ), вместе с которыми они формируют систему разводки сигнала возбуждения.

Справедливость разбиения стоимости передающего модуля на две составляющие  $A_0$  и  $P_0$ , одна из которых зависит от его выходной мощности, очевидна и не требует дополнительного пояснения. Стоимость источников электропитания определяется полной потребляемой АФАР мощностью и стоимостью  $a_1$  источника вторичного электропитания, отнесенной к 1 Вт мощности на его выходе. В соответствии с этим можно записать:  $A_n = a_1 P_0 N / \eta$ , где  $\eta$  — КПД передающих модулей.

Зависимость надежности полупроводниковых источников мощности СВЧ от температуры активных элементов требует введения в передающие АФАР эффективных систем охлаждения (воздушного, жидкостного или с помощью тепловых трубок). Использование систем охлаждения, отличающихся как эффективностью, так и удельной стоимостью  $a_2$ , в значительной степени определяется условиями размещения АФАР на объектах и характеристиками последних.

Таким образом, стоимость системы охлаждения передающей АФАР можно записать в виде  $A_{\text{окл}} = a_2 P_0 N (1 - \eta) / \eta$  и выражение (12.28) с учетом сделанных замечаний преобразуется к виду

$$A = (A_{\text{изл}} + A_z + A_0) N + \left( a_0 + \frac{a_1}{\eta} + \frac{1 - \eta}{\eta} a_2 \right) P_0 N. \quad (12.29)$$

С учетом соотношения (12.1) вместо (12.29) можно записать

$$\begin{aligned} A = & (A_{\text{изл}} + A_z + A_0) \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{g}} P_0^{-1/2} + \\ & + \left( a_0 + \frac{a_1}{\eta} + \frac{1 - \eta}{\eta} a_2 \right) \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{g}} P_0^{1/2}. \end{aligned} \quad (12.30)$$

Из выражения (12.30) видно, что при некотором значении  $P_0$  реализуется минимальная стоимость передающей АФАР. Оптимальное значение  $P_0$  определяется в виде

$$P_0 = \eta \frac{A_{\text{изл}} + A_z + A_0}{a_0 \eta + a_1 + (1 - \eta) a_2} \quad (12.31)$$

и является результатом решения уравнения  $\partial A / \partial P_0 = 0$ .

Из (12.31) следует, что задача оптимизации стоимостных характеристик передающих АФАР решается только при комплексном подходе к проектированию ее функциональных блоков.

Для решения задачи оптимизации стоимостных характеристик приемной АФАР представим ее полную стоимость в виде

$$A = A_{\text{изл}} N + A_z n_z + \left( A_0 + a_0 \frac{\lg K_P}{\lg K_1} \right) N + A_n. \quad (12.32)$$

Многокаскадный усилитель, состоящий из  $n$  каскадов с коэффициентом усиления  $K_1$  каждый, имеет коэффициент усиления  $K_P = K_1^n$ . Если принять, что стоимость одного каскада составляет  $a_0$ , то стоимость всего усилителя равна  $a_0 (\lg K_P) / (\lg K_1)$ , а стоимость одного модуля  $A_{\text{мод}} = A_0 + a_0 \frac{\lg K_P}{\lg K_1}$ .

Опыт разработки приемных модулей показывает целесообразность применения встроенных стабилизаторов напряжений цепей питания транзисторов усилителя. Стоимость  $a_1$  этих стабилизаторов в первом приближении можно считать постоянной при изменении числа каскадов усилителя модуля. Тогда стоимость системы питания  $A_n = a_1 N$ .

При работе приемной АФАР на ее модулях выделяется незначительная мощность и нет необходимости в системе охлаждения. Тогда вместо (12.32) имеем

$$A = A_1 N + A_2 \lg K_P N. \quad (12.33)$$

Здесь приняты обозначения  $A_1 = A_{\text{изл}} + A_z + A_0 + a_1$ ,  $A_2 = a_0 / \lg K_1$ .

Воспользовавшись приближенным выражением для  $N$  через заданное значение  $\mathcal{E}$  и реализуемые параметры модулей  $K_{\text{ш}}$  и  $K_P$  в виде (12.26), найдем условия оптимизации стоимости приемной АФАР из уравнения  $\partial A / \partial K_P = 0$ , которое имеет вид

$$0,43 A_2 (K_{\text{ш}} - 1) K_P - A_2 K_{\text{ш}} \lg K_P - (A_1 - 0,43 A_2) \mathcal{E} = 0. \quad (12.34)$$

Уравнение (12.34) определяет функциональную схему модуля, оптимизирующую стоимость приемной АФАР. Заметим, что оптимальное значение  $K_P$  зависит от значения  $K_{\text{ш}}$  используемых транзисторов. Поэтому условия оптимизации стоимостных характеристик конкретной приемной АФАР могут быть определены из анализа параметрических кривых, полученных из решения уравнения (12.34).

В заключение в качестве иллюстрации возможностей полупроводниковой микроэлектроники СВЧ можно привести известные результаты разработки и испытаний мобильной трехкоординатной радиолокационной станции типа AN/TPS-59 с АФАР, предназначеннной для обнаружения воздушных целей, наведения истребителей-перехватчиков и использования в системах управления воздушным движением (США). Важной отличительной особенностью станции является то, что она полностью (за исключением индикаторов на электронно-лучевых трубках) выполнена

на полупроводниковых приборах и интегральных схемах. Применение для усиления и генерирования энергии СВЧ транзисторов, обладающих ограниченной импульсной мощностью, обусловило необычный для РЛС обнаружения рабочий цикл — коэффициент заполнения равен 18%. Это обеспечивает при сравнительно небольшой импульсной мощности каждого транзисторного усилителя  $P_{\text{имп}} \approx 50$  Вт среднюю излучаемую мощность  $P_{\text{ср}} \approx 6$  кВт, что позволяет обнаруживать цели с  $S_{\text{эфф}} = 1 \text{ м}^2$  на расстоянии до 550 км и высоте до 30 км.

Обзор пространства в азимутальной плоскости осуществляется путем механического вращения антенны, а в угломестной — электронным сканированием в секторе 0...19°. Изменение формы ДН и структуры зондирующего сигнала, использование системы сжатия импульсов и цифровых схем селекции движущихся целей, а также ЭВМ позволяют за один оборот антенны (10 с) обнаруживать до 500 целей, движущихся со скоростью до 1300 м/с. Плоская антенная решетка с раскрытием 9,5×4,5 м состоит из 54 рядов приемопередающих элементов. Каждый ряд содержит 24 излучателя и имеет блок управления, источник питания. Выходная мощность модуля составляет около 50 Вт.

К наиболее важным особенностям РЛС следует отнести высокие показатели надежности (среднее время наработки на отказ составляет около 1400 ч). Высокая надежность станции обеспечивается надежностью компонентов и использованием облегченных режимов их работы, избыточностью системы, применением развитой системы встроенного контроля и машинной диагностики неисправностей.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ современного состояния микроэлектроники СВЧ показывает большую эффективность применения планарных интегральных схем СВЧ при проектировании радиотехнических устройств различного назначения. В связи с тем что при создании устройств СВЧ их экспериментальная доработка весьма трудоемка, методы автоматизированного проектирования приобретают важную роль. С помощью существующих в настоящее время пакетов прикладных программ решаются частные задачи проектирования, например пассивных цепей СВЧ или полупроводниковых усилителей СВЧ в линейном приближении. Поэтому создание системы автоматизированного проектирования устройств СВЧ, предназначеннной для организации «сквозного» проектирования функционально законченных модулей, — задача ближайшего будущего.

Использовать систему автоматизированного проектирования устройств СВЧ имеет смысл только при высокой адекватности математических моделей и реальных компонентов интегральных схем СВЧ. Поэтому строгий электродинамический подход к определению характеристик МПД, развитый в ч. I книги, весьма актуален. Этим оправдано подробное описание физической модели диода Ганна и в ч. II книги. Очевидно, что при освоении диапазона крайне высоких частот эти модели должны быть дополнены и уточнены для обеспечения необходимой точности проектных решений. В то же время строгие методы анализа микроэлектронных устройств СВЧ, рассмотренные в данной книге, останутся в большинстве случаев справедливыми.

Дальнейшее повышение степени интеграции микроэлектронных устройств СВЧ возможно при переходе от планарных к объемным интегральным схемам СВЧ, в которых базовые элементы размещены между слоями диэлектрических и магнитодиэлектрических подложек. На основе объемных интегральных схем СВЧ могут быть созданы, в частности, диаграммообразующие матрицы антенн СВЧ, а также аналоговые и цифровые системы сверхбыстрой обработки информации.

**Основная**

1. Валиев К. А., Пашиццев Ю. И., Петров Г. В. Применение контакта металла — полупроводник в электронике. — М.: Радио и связь, 1981. — 304 с.

2. Нефедов Е. И., Филаковский А. Т. Полосковые линии передачи: электродинамические основы автоматизированного проектирования ИС СВЧ. — М.: Наука, 1980. — 312 с.

3. Полупроводниковые параметрические усилители и преобразователи СВЧ/В. С. Эткин, А. С. Берлии, П. П. Бобров и др.; Под ред. В. С. Эткина. — М.: Радио и связь, 1983. — 304 с.

4. Проектирование радиопередающих устройств СВЧ/Г. М. Уткин, М. В. Благовещенский, В. П. Жуховицкая и др.; Под ред. Г. М. Уткина. — М.: Сов. радио, 1979. — 320 с.

5. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. — М.: Высшая школа, 1988. — 432 с.

**Дополнительная**

6. Антенны и устройства СВЧ (Проектирование фазированных антенных решеток)/Д. И. Воскресенский, Р. А. Грановская, Н. С. Давыдова и др.; Под ред. Д. И. Воскресенского. — М.: Радио и связь, 1981. — 432 с.

7. Гвоздев В. И., Нефедов Е. И. Объемные интегральные схемы СВЧ — элементная база аналоговой и цифровой радиоэлектроники. — М.: Наука, 1987. — 112 с.

8. Гусатинер М. С., Горбачев А. И. Полупроводниковые сверхвысокочастотные диоды. — М.: Радио и связь, 1983. — 224 с.

9. Кэррол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах: Пер. с англ. — М.: Мир, 1972. — 384 с.

10. Панченко Б. А., Нефедов Е. И. Микрополосковые антенны. — М.: Радио и связь, 1985. — 143 с.

11. Радиоприемные устройства/В. Н. Банков, Л. Г. Барулин, М. И. Жодзинский и др.; Под ред. Л. Г. Барулина. — М.: Радио и связь, 1984. — 272 с.

12. Сборник задач и упражнений по курсу «Радиоприемные устройства»/Ю. Н. Антонов-Антипов, В. П. Васильев, И. В. Комаров, В. Д. Разевиг; Под ред. В. И. Сифорова. — М.: Радио и связь, 1984. — 224 с.

13. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств/С. И. Бахарев, В. И. Вольман, Ю. Н. Либ и др. — М.: Радио и связь, 1982. — 328 с.

14. Хелзайн Дж. Пассивные и активные цепи СВЧ: Пер. с англ. — М.: Радио и связь, 1981. — 200 с.

15. Шварц Н. З. Линейные транзисторные усилители СВЧ. — М.: Сов. радио, 1980. — 368 с.

**ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ**

Антенна СВЧ 240  
микрополосковая 240, 242  
печатная 242, 250  
Аттенюатор 64  
переменный 84  
поглощающий 86  
резистивный 44

Варикап 183  
Варистор 227  
Ввод кабельный прямой 53  
Вентиль 70

Волна  
гибридная 21  
основного типа 21, 26, 33  
подполосчная 18, 34  
собственная 35  
экраинная 18, 34

Волиовод  
двухслойный 15, 18  
прямоугольный 15

Генератор  
на диоде Ганина 130, 138, 140  
на лавинно-пролетном диоде 160

Делитель  
двуихшлейфовый 73  
кольцевой 70  
многоканальный 75  
многоступенчатый 71  
мощности 44, 68  
на основе гладких переходов 69  
последовательного типа 69

Диаграмма круговая 208, 212  
Диод

Ганна 124  
лавинно-пролетный 160, 175  
параметрический 183  
с барьером Шотки 184, 226, 229  
точечно-контактный 226  
туниельный 175  
*p-i-n* 76

Излучатель  
вибраторонный 244  
печатный 243  
плоскостной 240  
резонаторный 242  
— дисковый 243  
щелевой 244  
Индуктивность  
параллельная 41  
последовательная 40  
спиральная 41

Кольцо гибридное 60  
Коммутатор миогоканальный 80, 83  
Конденсатор  
гребенчатый 42  
керамический 44  
МОП 44  
параллельный 43  
пленоочный 43  
последовательный 42  
сетчатый 43  
трехслойный 42  
Короткозамыкател 57  
Коэффициент замедления 18  
— шума 179, 214, 235, 265

Линия передачи 6  
двуихпроводная 34  
компланарная 24, 27  
микрополосковая 6, 25, 108  
— миогопроводная 115  
— несимметричная 6  
открытая 20, 22  
— регулярия 21  
— связанныя 28, 35, 66, 120  
— экраинированная 6, 22, 108  
щелевая 24, 54  
— иесимметричная 26, 66  
— экранированная 25

Матрица рассеяния 58, 102, 203  
Метод декомпозиции 105  
— редукции 13  
— частичных областей 9, 29  
Модель Оливера 48

Неоднородность линии передачи 110, 113, 117

Ограничитель мощности 86  
Ответвитель направлений 57  
Ланге 68  
кольцевой 59  
на встречно-стержневых структурах 68  
на связанных линиях 62, 122  
тайдемий 66  
шлейфный 61

Переключатель антенный 82  
Переход 53  
волиоводно-полосковый 55  
гребенчатый 55  
коаксиально-полосковый 53  
коаксиально-щелевой 54  
параллельный 55  
перпеидикулярий 54  
соосный (аксиальный) 54  
шлейфий 56

Подложка	
диэлектрическая	6, 27, 201
— многослойная	27
— однослоиная	27
магнитодиэлектрическая	275
Полином Баттервортса	89
— Чебышева	9, 27, 30, 89
Потери в линии	21, 22, 24
Проектирование автоматизированное	101
Преобразователь частоты диодный	226
Резистор	44
в форме параллелепипеда	47
ниточный	46
распределенный	44
сосредоточенный	45
таблеточный	46
Резонатор	47
диэлектрический	52, 99
кольцевой	51
короткозамкнутый	49
круглый	51
микрополосковый	47, 120
объемный	52
плоскостной	47
подковообразный	49
прямоугольный	49
щелевой	47, 52, 101
эллиптический	51
Решетка антенная	251
активная фазированная	257
— передающая	259, 269
— приемная	264, 270
вибраториая	252
печатная	252
Смеситель	226
балансный	235
двойной балансный	235, 238
однотактный	229, 233
Соединение гибридное	57, 236
Соотношение Боде — Фано	195
Сопротивление волновое	20, 35
Сумматор мощности	44, 68, 72
Схема интегральная	40, 101, 227
гибридная	27, 201, 224
объемная	25

Транзистор полевой	160
с барьером Шотки	162, 201
Уравнение Гельмгольца	7, 27
— дисперсионное	9, 13, 25
— Максвелла	23
— Мэнли — Роу	181
Усилитель мощности	160
квантовый	173
малошумящий	173, 201, 225
на тунNELном диоде	175, 225
параметрический	173
— двухконтурный	181, 196
— многочастотный	180
— иерогенеративный	181
— одноконтурный	191, 199
— отражательный	176, 187
— полупроводниковый	174, 225
— проходной	176
транзисторный	160, 200
узкополосный	209, 222
широкополосный	222
Условия Мейкснера	8, 27
Устройство мостовое (мост)	57
— ферритовое	25
Фазовращатель	76, 84
Фильтр СВЧ	87
верхних частот	88, 93
иа встречных стержнях	96
на одночиюй линии с зазорами	94
на связанных линиях	95, 120
иа щелевых линиях	92
нижних частот	88, 91
полоско-заграждающий	88
полоско-пропускающий	88, 93
сосредоточенной селекции	223
Функция Бесселя	27, 31, 230
— Матье	51
Характеристики дисперсионные	15, 16, 18, 33
Частота критическая	16
Цепь выравнивающая диссипативная	223
— согласующая	176, 194, 206
— стабилизирующая	223

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Часть I. Пассивные микроэлектронные устройства СВЧ . . . . .	6
Глава 1. Линии передачи СВЧ . . . . .	6
§ 1.1. Микрополосковая линия . . . . .	6
§ 1.2. Щелевая и копланарная линии . . . . .	24
§ 1.3. Связанные линии передачи . . . . .	28
Глава 2. Элементы и узлы интегральных схем СВЧ . . . . .	40
§ 2.1. Индуктивности, емкости, резисторы, согласованные нагрузки . . . . .	40
§ 2.2. Резонаторы на микрополосковых и щелевых линиях, диэлектрических структурах . . . . .	47
§ 2.3. Устройства возбуждения линий передачи, переходы, короткозамыкатели . . . . .	53
Глава 3. Устройства СВЧ . . . . .	57
§ 3.1. Направленные ответвители и мосты . . . . .	57
§ 3.2. Делители и сумматоры мощности . . . . .	68
§ 3.3. Устройства управления фазой и амплитудой сигнала . . . . .	76
§ 3.4. Фильтры СВЧ . . . . .	87
Глава 4. Автоматизированное проектирование пассивных устройств СВЧ . . . . .	101
§ 4.1. Общие сведения . . . . .	101
§ 4.2. Матрица рассеяния многополюсника . . . . .	102
§ 4.3. Метод декомпозиции . . . . .	105
§ 4.4. Дифракция электромагнитных волн на скачке ширины проводника экрашиванием МПЛ . . . . .	108
§ 4.5. Дифракция электромагнитных волн на двух близко расположенных скачках ширины полоскового проводника МПЛ . . . . .	110
§ 4.6. Нерегулярный полосковый тракт с каскадно включенными неоднородностями . . . . .	113
§ 4.7. Дифракция электромагнитных волн на стыке двух многопроводных МПЛ . . . . .	115
§ 4.8. Примеры реализации алгоритмов анализа ступенчатых неоднородностей МПЛ . . . . .	117
Часть II. Активные микроэлектронные устройства СВЧ . . . . .	124
Глава 5. Физические основы работы генераторов СВЧ на диодах Ганна	124
§ 5.1. Диод Ганна . . . . .	124
§ 5.2. Математическая модель диода Ганна . . . . .	126
§ 5.3. Эквивалентная схема генератора на диоде Ганна . . . . .	130
§ 5.4. Режимы работы генераторов на диодах Ганна . . . . .	132
§ 5.5. Обсуждение результатов моделирования . . . . .	135
§ 5.6. Оптимальные параметры диода Ганна . . . . .	138
Глава 6. Проектирование диодных автогенераторов СВЧ . . . . .	140
§ 6.1. Квазилинейная теория диодных автогенераторов . . . . .	140
§ 6.2. Низкочастотные колебания в цепи питания диода . . . . .	143
§ 6.3. Упрощенная математическая модель генераторного диода . . . . .	148
§ 6.4. Методика проектирования электрических схем диодных автогенераторов . . . . .	151

§ 6.5. Пример проектирования цепи СВЧ генератора на диоде Гайна . . . . .	154
§ 6.6. Конструирование диодных автогенераторов . . . . .	155
<b>Глава 7. Усилители мощности на полевых транзисторах СВЧ . . . . .</b>	<b>160</b>
§ 7.1. Общие сведения . . . . .	160
§ 7.2. Полевой транзистор СВЧ . . . . .	162
§ 7.3. Нелинейная эквивалентная схема полевого транзистора с затвором Шотки . . . . .	164
§ 7.4. Линеаризованная эквивалентная схема полевого транзистора с затвором Шотки . . . . .	169
§ 7.5. Проектирование усилителей мощности на ПТШ . . . . .	170
<b>Глава 8. Параметрические усилители . . . . .</b>	<b>173</b>
§ 8.1. Общая характеристика малошумящих усилителей . . . . .	173
§ 8.2. Основные характеристики регенеративных резонансных усилителей . . . . .	175
§ 8.3. Функциональная схема многочастотного ППУ . . . . .	180
§ 8.4. Параметрические диоды . . . . .	183
§ 8.5. Двухконтурный ППУ . . . . .	187
§ 8.6. Одноконтурный ППУ . . . . .	191
§ 8.7. Методы улучшения характеристик ППУ . . . . .	193
§ 8.8. Пример расчета двухконтурного ППУ . . . . .	196
§ 8.9. Конструкции ППУ . . . . .	198
<b>Глава 9. Транзисторные усилители СВЧ . . . . .</b>	<b>200</b>
§ 9.1. Общие сведения о транзисторах и транзисторных усилителях СВЧ . . . . .	200
§ 9.2. Бессструктурные модели транзистора СВЧ . . . . .	202
§ 9.3. Устойчивость транзисторных усилителей СВЧ . . . . .	205
§ 9.4. Расчет узкополосных усилителей графоаналитическим методом . . . . .	209
§ 9.5. Примеры расчета узкополосных усилителей . . . . .	215
§ 9.6. Особенности построения транзисторных усилителей СВЧ . . . . .	222
§ 9.7. Практические схемы транзисторных усилителей . . . . .	224
<b>Глава 10. Диодные преобразователи частоты . . . . .</b>	<b>226</b>
§ 10.1. Общие сведения о преобразователях частоты и смесительных диодах . . . . .	226
§ 10.2. Электрические характеристики смесителя . . . . .	228
§ 10.3. Балансные и двойные балансные смесители . . . . .	235
§ 10.4. Преобразователи частоты с подавлением зеркального канала . . . . .	238
<b>Часть III. Антенны СВЧ в интегральном исполнении . . . . .</b>	<b>240</b>
<b>Глава 11. Плоскостные излучатели . . . . .</b>	<b>240</b>
§ 11.1. Общие сведения . . . . .	240
§ 11.2. Основные типы излучателей . . . . .	241
§ 11.3. Расчет основных характеристик антенн . . . . .	245
§ 11.4. Печатные антенные решетки . . . . .	251
<b>Глава 12. Активные фазированные антенные решетки . . . . .</b>	<b>257</b>
§ 12.1. Общие сведения . . . . .	257
§ 12.2. Общие методы оценки энергетических параметров АФАР . . . . .	258
§ 12.3. Оптимизация массогабаритных характеристик АФАР . . . . .	268
§ 12.4. Стоимостные характеристики АФАР . . . . .	271
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>275</b>
<b>Литература . . . . .</b>	<b>276</b>
<b>Предметный указатель . . . . .</b>	<b>277</b>