

621.372

У-36

46603

ДЖ. ХЕЛЗАЙН



**Пассивные
и активные
цепи СВЧ**



Памяти отца
посвящается

**Пассивные
и активные
цепи СВЧ**

J. HELSZAJN

Department of Electrical and Electronic Engineering
Heriot-Watt University
Edinburgh, United Kingdom

Passive and Active Microwave Circuits

A WILEY-INTERSCIENCE PUBLICATION

JOHN WILEY & SONS

New York • Chichester • Brisbane • Toronto

ДЖ. ХЕЛЗАЙН

Пассивные и активные цепи СВЧ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО В. А. ПОВЗНЕРА
ПОСРЕДСТВОМ А. С. ГАЛИНА

МОСКВА «РАДИО И СВЯЗЬ» 1981

ББК 32.841
X36
УДК 621.3.011.7

Хелзайн Дж.

X36 Пассивные и активные цепи СВЧ: Пер. с англ./По ред. А. С. Галина. — М.: Радио и связь, 1981. — 200 с. ил.

80 к.

Рассматриваются вопросы теории построения элементов СВЧ: линейных, пассивных, ферритовых и полупроводниковых цепей. Принципы действия элементов рассматриваются с помощью матриц сопротивлений и матриц рассеяния. Даются примеры расчета и практического применения изложенной теории. Автор специализируется в области теории и техники СВЧ устройств; им написано несколько монографий по данной тематике. Книга предназначена для инженерно-технических работников.

X 30404—056 15—81 (С.) 2402020000
046(01)—81

ББК 32.841
6Ф2.19

Джозеф Хелзайн

Пассивные и активные цепи СВЧ

Редактор А. А. Цятленко
Обложка художника Л. В. Брылева
Худ. редактор А. А. Данилин
Технический редактор К. Г. Маркоц
Корректор Н. В. Козлова

ИБ № 792 (Связь)

Сдано в набор 28.10.80 г. Подп. в печ. 23.01.81 г.
Формат 60×90/16 Бумага тип. № 1 Гарнитура литературная Печать высокая
Усл. печ. л. 12,5 Уч.-изд. л. 11,79 Усл. кр.-отт. 12,875 Тираж 4500 экз.
Изд. № 19110 Зак. № 209 Цена 80 к.
Издательство «Радио и связь». Москва 101000, Главпочтамт, а/я 693

Типография издательства «Радио и связь» Госкомиздата СССР
Москва-101000, ул. Карлова, д. 40

© 1978 by John Wiley and Sons, Inc.
All Rights Reserved
Authorized translation from English language
edition published by John Wiley and Sons, Inc.

© Предисловие к русскому изданию, перевод на русский язык
примечания, издательство «Радио и связь», 1981

Предисловие к русскому переводу

Бурное развитие теории и техники СВЧ, начавшееся в 40-х годах в связи с широким применением радиолокации и радиорелейных линий связи, не прекращается до настоящего времени. Особенностью этого развития в последнее десятилетие следует считать направление на комплексную миниатюризацию СВЧ систем, которая стала возможной, наряду с применением полосковых линий и материалов с большой диэлектрической проницаемостью, благодаря промышленному производству таких элементов, работающих на СВЧ, как биполярные, а затем и полевые транзисторы, диоды Ганна, лавинно-пролетные диоды, ЖИГ резонаторы, варакторы, смесительные диоды Шоттки и т. п. Таким образом, если ранее прослеживалась достаточно осязаемая граница между устройствами СВЧ и устройствами более длинных волн (связь между ними осуществлялась, пожалуй, только за счет применения ламповых триодов и коаксиальных линий), то в настоящее время эта граница практически стерлась. Отсюда можно сделать важный вывод о том, что современные радиоинженеры независимо от узкой специализации должны более или менее полно владеть анализом работы и методикой расчета устройств СВЧ как пассивных, так и активных. Предлагаемый вниманию читателей русский перевод книги Дж. Хелзайна «Пассивные и активные цепи СВЧ», изданной в 1978 году, по-видимому, окажет им в этом существенную помощь.

Было бы неправильным утверждение, что это единственная в таком плане книга — книг по теории и технике СВЧ издано значительное количество и все без исключения устройства достаточно полно в них описаны. Однако к достоинствам монографии Дж. Хелзайна следует отнести по крайней мере три обстоятельства: во-первых, в одной книге с одинаковой глубиной проанализированы все наиболее часто встречающиеся устройства СВЧ; во-вторых, упомянутый анализ проведен на единой математической базе и, в-третьих, в значительной мере стерта граница анализа устройств, работающих в том или ином частотном диапазоне. Нельзя не отметить и некоторые недостатки книги. К ним следует отнести то, что автор не всегда математические выводы сопровождает анализом физических процессов, происходящих в устройствах, а также недостаточный объем материалов по применению полосковых линий и полное отсутствие описания автогенераторов и усилителей на лавинно-пролетных диодах.

Хотя книга и представляет интерес для разработчиков устройств СВЧ, но главным образом она предназначена для оказания помощи в овладении теорией и техникой сверхвысоких частот инженерам более широкого профиля. С этой же целью автор

в конце каждой главы приводит ряд упражнений, выполнение которых поможет читателю закрепить изученный материал.

При работе над переводом переводчик и редактор старались русский текст выполнить аутентичным английскому. Исключения коснулись лишь некоторых терминов, которые приведены так, как они приняты в отечественной радиотехнической литературе. Кроме того, нами исправлены те опечатки, которые могли бы привести к искаженному пониманию текста. В подлиннике все рисунки, заимствованные автором из различных источников, отмечены подписями, защищающими приоритет авторов. В тексте перевода как вторичного издания эти подписи опущены.

Следует надеяться, что публикация перевода книги Дж. Хелзайна принесет несомненную пользу широкому кругу радиоинженеров различных узких специализаций, а также студентам старших курсов радиотехнических вузов.

А. Галин

Предисловие

Эта книга была написана в качестве вводного курса в технику СВЧ в первую очередь для студентов старших курсов и молодых специалистов, окончивших высшее учебное заведение по специальности электротехника. Она может также представлять интерес и для инженеров, занятых на производстве. Поскольку при изложении акцент делался на элементы, а не на системы, она содержит примеры устройств, наиболее широко используемых в технике СВЧ. При написании книги автор стремился сделать все главы приблизительно равного объема, за исключением главы, посвященной матрицам рассеяния и являющейся обязательной для понимания дальнейшего изложения. Все главы — самостоятельны в той или иной степени. Для понимания содержания необходимо только знание теории линий передачи и волн в волноводах. Хотя приведенный в книге материал превосходит по объему курс одного семестра, он представляет возможность каждому лектору выбирать отдельные темы без особых ограничений порядка их изложения, а также вводит изменения в читаемый курс. Автор надеется, что читатель посчитает излагаемый материал настолько интересным, что воспользуется прилагаемым к каждой главе списком рекомендуемой для дальнейшего изучения литературы.

Рассматриваются три обширных класса устройств: пассивные элементы, невзаимные устройства и полупроводниковые устройства. Классические электронные приборы, такие, как клистроны, магнетроны и лампы бегущей волны, не описываются, поскольку их анализ приводится во многих учебниках. Книга открывается главой, посвященной матрицам рассеяния и полной проводимости (полного сопротивления), и для понимания дальнейшего изложения существенно изучение приводимого в этой главе материала.

Далее рассматриваются такие пассивные элементы, как направленные ответвители, преобразователи видов колебаний и трансформаторы сопротивлений, аттенюаторы и фазовращатели, полые резонаторы и фильтры. Этим элементам посвящены гл. 3—7. Классические цепи невзаимных ферритовых устройств, гираторы и циркуляторы описаны в гл. 8—10. Полупроводниковым СВЧ устройствам посвящены гл. 11—15, в которых рассмотрены приборы с переменным сопротивлением и переменной емкостью, объемные приборы с отрицательным сопротивлением, смесители и схемы на полевых транзисторах.

В диапазоне СВЧ при испытаниях как пассивных, так и активных устройств чаще всего измеряются их параметры рассеяния. Последние описывают прохождение и отражение колебаний у различных плеч рассматриваемого устройства. Поэтому, насколько это возможно, для описания поведения рассматриваемых устройств использованы коэффициенты рассеяния. При рассмотрении симметричных пассивных устройств элементы матрицы рассеяния выводятся из ее собственных значений, как это делается в классическом труде Монтгомери, Дика и Пурселла «Основы СВЧ цепей» (Макгроу-Хилл, Нью-Йорк, 1948). Этот же подход использован и для описания невзаимных устройств, таких, как гиратор и циркулятор. Хотя задача нахождения собственных значений и не распространена на полупроводниковые устройства СВЧ, но и здесь измеряются именно параметры рассеяния, что особенно справедливо для транзисторных усилителей СВЧ.

Поскольку в настоящей книге представлен скорее учебный, чем исследовательский материал, нет попытки упомянуть вклад каждого отдельного ученого. Совершенно очевидно, что настоящая книга является лишь отражением многочисленных трудов различных авторов за последние 50 лет.

Сердечная благодарность приносится Шейле Муррэй, Мойре Туллис и Гелене Вауган из Отдела электротехники Университета Хериота-Уатта за их добрые напутствия и поддержку, без которых эта работа никогда не могла бы быть начата.

Эдинбург
Апрель 1978

Дж. Хелзайн

МАТРИЦА РАССЕЙНИЯ

Применение матрицы рассеяния очень удобно для описания большого класса пассивных СВЧ элементов, и поэтому она будет широко использована при дальнейшем изложении. Во многих случаях матрица рассеяния позволяет полностью описать СВЧ устройство без строгой формулировки электромагнитной задачи и определения граничных условий.

Элементы матрицы рассеяния многополюсника представляют собой набор величин, связывающих между собой падающую и отраженную волны у полюсов многополюсника. Такая матрица описывает поведение СВЧ устройства при любых заданных значениях его нагрузки. Элементы, расположенные по главной диагонали матрицы, представляют собой коэффициенты отражения, в то время как элементы другой диагонали являются коэффициентами передачи. Для каждой линейной, пассивной и неизменяющейся во времени цепи может быть составлена матрица рассеяния. Общие свойства многополюсной цепи определяются из рассмотрения таких характеристик цепи, как обратимость симметрии и сохранения мощности.

Поскольку элементы матриц S , Z или Y симметричных цепей представляют собой линейные комбинации собственных значений параметров цепи могут быть также описаны значениями этих элементов, непосредственно вычисленными или измеренными. Так как m собственных значений симметричного $2m$ -полюсника представляют собой коэффициенты отражения от любой пары полюсов то они соответствуют m собственным векторам устройства. Эти собственные векторы описывают m возможных способов возбуждения многополюсника и определяются только симметрией последнего. Образованные таким образом двухполюсные цепи известны под названием собственных двухполюсников многополюсной цепи. В случае симметричного четырехполюсника собственные значения при подаче на пары полюсов синфазных или противофазных собственных векторов могут быть определены измерением или вычислением.

Параметры рассеяния симметричного четырехполюсника могут быть легко определены из эквивалентных схем построением собственных двухполюсников, которые получаются в результате рассеяния четырехполюсника и рассмотрения режимов холостого хода

или короткого замыкания образующихся при этом двухполюсников. Коэффициенты отражения от этих собственных двухполюсников и представляют собой два собственных значения матрицы рассеяния. Поскольку коэффициенты рассеяния являются суммой и разностью двух собственных значений, такой подход дает возможность сразу определить элементы матрицы рассеяния. В настоящей главе приводится описание простой СВЧ установки для измерения этих двух собственных значений.

1.1. Матрица рассеяния

Матрица рассеяния $2m$ -полюсной цепи определяется как

$$\vec{b} = \bar{S}\vec{a}, \tag{1.1}$$

где \bar{S} представляет собой квадратную матрицу, которая для четырехполюсника имеет вид

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}. \tag{1.2}$$

Элементы главной диагонали представляют собой коэффициенты отражения, в то время как вторая диагональ образована коэффициентами передачи.

Векторы \vec{a} и \vec{b} представляют собой матрицы из одного столбца

$$\vec{a} = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \vec{b} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix}. \tag{1.3}, \tag{1.4}$$

Таким образом, связь поступающих на четырехполюсник и выходящих из него волн может быть представлена в виде

$$b_1 = a_1 S_{11} + a_2 S_{12}, \quad b_2 = a_1 S_{21} + a_2 S_{22}. \tag{1.5}, \tag{1.6}$$

Эта связь схематически представлена на рис. 1.1.



Рис. 1.1. Схема, иллюстрирующая определение входной и выходной волн четырехполюсника

Параметры рассеяния четырехполюсника в зависимости от падающих и отраженных волн могут быть представлены как

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0}, \quad S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0}, \tag{1.7}, \tag{1.8}$$

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0}, \quad S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0}. \tag{1.9}, \tag{1.10}$$

Один из способов экспериментального определения параметров рассеяния показан на рис. 1.2а и б.

Предполагается, что a_i и b_i нормализованы, так что $1/2(a_i a_i^*)$ представляет собой мощность, поступающую на полюса i , $1/2(b_i b_i^*)$ — мощность, снимаемую с этих полюсов. Для четырех полюсника a и b могут быть представлены в виде

$$a_1 = 1/2(V_1/\sqrt{R_0} + \sqrt{R_0}I_1), \quad b_1 = 1/2(V_1/\sqrt{R_0} - \sqrt{R_0}I_1), \quad (1.11)$$

$$a_2 = 1/2(V_2/\sqrt{R_0} + \sqrt{R_0}I_2), \quad b_2 = 1/2(V_2/\sqrt{R_0} - \sqrt{R_0}I_2). \quad (1.13)$$

Для доказательства того, что $1/2(a_i a_i^*)$ представляет собой поступающую на полюса 1 и $1'$ (рис. 1.1) мощность, достаточно пред-

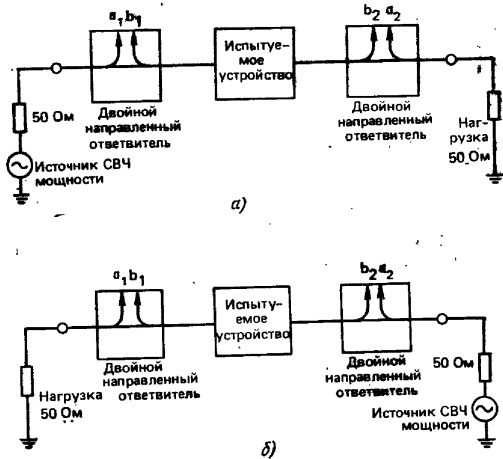


Рис. 1.2. СВЧ установка для измерения: а — S_{11} и S_{21} ; б — S_{22} и S_{12}

ставить напряжение V_1 как функцию напряжения генератора E_1 и внутреннего сопротивления R_0 :

$$V_1 = E_1 - R_0 I_1. \quad (1.15)$$

Подставляя значение V_1 в (1.11), получаем

$$a_1 = 1/2(E_1/\sqrt{R_0}), \quad (1.16)$$

$$\text{откуда } 1/2(a_1 a_1^*) = E_1^2/8R_0, \quad (1.17)$$

что и представляет собой мощность, получаемую от генератора характеризующегося электродвижущей силой E_1 и внутренним сопротивлением R_0 .

Для доказательства того, что $1/2(b_i b_i^*)$ является мощностью, поступающей от полюсов 2 и $2'$, необходимо использовать (1.13) и (1.14) при $a_2 = 0$, что приводит к

$$b_2 = V_2/\sqrt{R_0}. \quad (1.18)$$

Таким образом, мощность в нагрузке

$$1/2(b_2 b_2^*) = V_2^2/2R_0. \quad (1.19)$$

Теперь можно определить значение параметра передачи S_{21} из (1.8):

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} = 2 \frac{V_2}{E_1}. \quad (1.20)$$

Итак, S_{21} представляет собой коэффициент передачи цепи по напряжению.

Значение параметра отражения также может быть определено при использовании S_{11} , задаваемого (1.7):

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} = \frac{(V_1/\sqrt{R_0}) - I_1 \sqrt{R_0}}{(V_1/\sqrt{R_0}) + I_1 \sqrt{R_0}}. \quad (1.21)$$

Таким образом,

$$S_{11} = \frac{R_1 - R_0}{R_1 + R_0}. \quad (1.22)$$

Последнее выражение описывает хорошо известный коэффициент отражения от двухполюсника. Подобным же образом выражаются S_{12} и S_{22} .

1.2. Собственные значения матрицы рассеяния

Зависимость между матрицей рассеяния и ее собственными значениями может быть определена из уравнения собственных значений квадратной матрицы S , схематически представленной на рис. 1.3:

$$S \bar{U}_n = s_n \bar{U}_n, \quad (1.23)$$

где \bar{U}_n — собственный вектор и s_n — собственное значение. Сравнение с (1.1) показывает, что \bar{U}_n представляет собой возможное

Рис. 1.3. Схема, иллюстрирующая уравнение собственных значений $s_n \bar{U}_n = S \bar{U}_n$ ($b = S \bar{a}$)



возбуждение цепи с полями в оконечных плоскостях, пропорциональными элементам собственного вектора, а s_n является коэффициентом отражения, измеренным у любой из оконечных плоско-

стей. Уравнение (1.23) обладает исчезающим значением U_n при условии, что

$$\det |S - s_n I| = 0, \quad (1.24)$$

где I — единичный вектор.

Уравнение (1.24) известно под названием характеристического. Детерминант, определяемый этим уравнением, представляет собой многочлен степени m . Его m корней являются m собственными значениями матрицы S , и некоторые из них могут быть одинаковыми (вырожденными). Для цепи без потерь эти собственные значения расположены в комплексной плоскости и могут быть определены, если известны элементы матрицы рассеяния.

Характеристическое уравнение четырехполюсника при условии его обратимости и симметричности имеет вид

$$\begin{vmatrix} S_{11} - s_n & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} + s_n \end{vmatrix} = 0. \quad (1.25)$$

Разложение этого детерминанта приводит к

$$(S_{11} - s_n)^2 - S_{21}^2 = 0. \quad (1.26)$$

Два корня характеристического уравнения имеют вид

$$s_1 = S_{11} + S_{21}, \quad s_2 = S_{11} - S_{21}. \quad (1.27), (1.28)$$

Таким образом, собственные значения представляют собой линейные комбинации элементов матрицы рассеяния.

Коэффициенты рассеяния могут также быть представлены через собственные значения матрицы в виде

$$S_{11} = (s_1 + s_2)/2, \quad S_{21} = (s_1 - s_2)/2. \quad (1.29), (1.30)$$

Из (1.29), (1.30) следует, что один набор переменных может быть определен, если известен другой, так что граничные условия могут быть представлены в зависимости от любого из этих наборов переменных. Если предположить, что цепь согласована, то собственные значения, согласно (1.29), оказываются связанными следующей зависимостью:

$$s_1 = -s_2, \quad (1.31)$$

что приводит к

$$S_{11} = 0, \quad |S_{21}| = 1. \quad (1.32), (1.33)$$

Эти два уравнения удовлетворяют условию унитарности, которое будет введено в настоящей главе далее.

1.3. Собственные векторы

Собственный вектор цепи представляет собой однозначный набор падающих волн, определяемый симметрией устройства, коэффициент отражения от любого полюса которого описывается соответствующим собственным значением матрицы рассеяния. Поскольку собственные векторы цепи определяются симметрией

цепи, симметричное возмущение цепи изменяет только фазовые углы собственных векторов, оставляя их амплитуду неизменной. Для четырехполюсника, изображенного на рис. 1.4а и б, его два собственных вектора могут быть определены из (1.23).

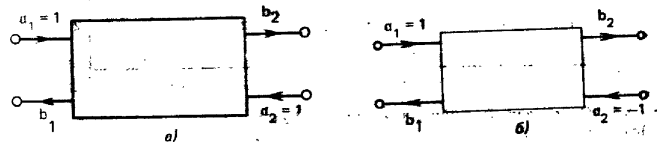


Рис. 1.4. Схемы для определения собственных значений четырехполюсника: а — при синфазных волнах: $b_1 = s_{11} + s_{12} \frac{b_2}{a_1} = s_1$; $b_2 = s_{11} + s_{12} \frac{b_1}{a_2} = s_1$; б — при противофазных волнах: $b_1 = s_{11} - s_{12} \frac{b_2}{a_1} = s_2$; $b_2 = -s_{11} + s_{12} \frac{b_1}{a_2} = s_2$

Уравнение для собственного значения s_1 приобретает вид

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1^{(1)} \\ U_1^{(2)} \end{bmatrix} = (S_{11} + S_{21}) \begin{bmatrix} U_1^{(1)} \\ U_1^{(2)} \end{bmatrix}. \quad (1.34)$$

Раскрывая это уравнение, получим

$$S_{11}U_1^{(1)} + S_{21}U_1^{(2)} = (S_{11} + S_{21})U_1^{(1)}, \quad (1.35)$$

$$S_{21}U_1^{(1)} + S_{11}U_1^{(2)} = (S_{11} + S_{21})U_1^{(2)}. \quad (1.36)$$

Последние два уравнения удовлетворяются при условии, что

$$U_1^{(1)} = U_1^{(2)} = 1/\sqrt{2}. \quad (1.37)$$

Этот собственный вектор соответствует синфазным волнам равной амплитуды у полюсов 1 и 2, как показано на рис. 1.4а.

Для собственного вектора s_2 уравнение собственного значения имеет вид

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_2^{(1)} \\ U_2^{(2)} \end{bmatrix} = (S_{11} - S_{21}) \begin{bmatrix} U_2^{(1)} \\ U_2^{(2)} \end{bmatrix}. \quad (1.38)$$

и его разложение приводит к

$$S_{11}U_2^{(1)} + S_{21}U_2^{(2)} = (S_{11} - S_{21})U_2^{(1)}, \quad (1.39)$$

$$S_{21}U_2^{(1)} + S_{11}U_2^{(2)} = (S_{11} - S_{21})U_2^{(2)}, \quad (1.40)$$

что удовлетворяется при условии

$$U_2^{(1)} = -U_2^{(2)} = 1/\sqrt{2}. \quad (1.41)$$

Это решение схематически представлено на рис. 1.4б.

Приведенные решения соответствуют двум случаям возбуждения четырехполюсника, при которых в плоскости симметрии наблюдается либо режим холостого хода, либо режим короткого замыка-

ния. Соответственно эквивалентные схемы или собственные двухполюсники имеют вид разомкнутого или короткозамкнутого отрезка линии передачи, как показано на рис. 1.5а и б.



Рис. 1.5. Собственный двухполюсник: синфазные волны (а), противофазные волны (б); 1 — плоскость полного магнитного отражения (холостой ход); 2 — плоскость полного электрического отражения (короткое замыкание)

1.4. Диагонализация матрицы рассеяния

Коэффициенты матрицы \bar{S} могут быть определены диагонализацией матрицы, если известны ее собственные значения. Это достигается с помощью матрицы \bar{U} , столбцы которой образованы собственными векторами матрицы \bar{S} :

$$\bar{S} = \bar{U} \bar{\lambda} \bar{U}^{-1}, \quad (1.42)$$

где $\bar{\lambda}$ — диагональная матрица, вдоль основной диагонали которой расположены собственные значения матрицы \bar{S} ; \bar{U}^{-1} — величина обратная \bar{U} . Если собственные векторы матрицы \bar{S} соответствуют определенным выше, то

$$\bar{U}^{-1} = (\bar{U}^*)^T, \quad (1.43)$$

где $(\bar{U}^*)^T$ — перестановка комплексно-сопряженного \bar{U} . Взаимосвязь собственных значений и элементов матрицы рассеяния определяется умножением в соответствии с (1.42).

Теперь разработаем методику диагонализации для четырехполюсника, другими словами, определим взаимосвязь между собственными значениями и элементами матрицы рассеяния. Матрица \bar{U} , столбцы которой образованы собственными векторами матрицы \bar{S} , имеет вид

$$\bar{U} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}. \quad (1.44)$$

Диагональная матрица представляет собой

$$\bar{\lambda} = \begin{bmatrix} s_1 & 0 \\ 0 & s_2 \end{bmatrix}. \quad (1.45)$$

Диагонализация матрицы \bar{S} приводит к

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s_1 & 0 \\ 0 & s_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}.$$

14

Таким образом,

$$S_{11} = (s_1 + s_2)/2, \quad S_{21} = (s_1 - s_2)/2. \quad (1.46), (1.47)$$

Подобный результат был получен и ранее.

1.5. Матрица рассеяния четырехполюсника

Параметры рассеяния симметричных цепей могут быть легко определены из их эквивалентных схем построением их собственных двухполюсников. Последние получают рассеением цепи и рассмотрением режимов холостого хода и короткого замыкания двух полюсов, образовавшихся в результате этого рассеяния. Это подробно описывается в гл. 2. Здесь такой подход иллюстрируется на примере однородной линии передачи, а также для последовательной или параллельной нагрузки линии передачи.

Для однородной линии передачи с электрической длиной θ , показанной на рис. 1.6а, два собственных двухполюсника представ-

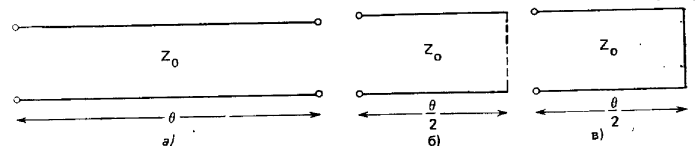


Рис. 1.6. Отрезок однородной линии передачи (а) и его собственные двухполюсники: синфазный (б) и противофазный (в)

ляют собой разомкнутый и короткозамкнутый отрезки линии с электрической длиной $\theta/2$. Поэтому собственные значения отражений

$$s_1 = \frac{Z_{x,x} - Z_0}{Z_{x,x} + Z_0}, \quad s_2 = \frac{Z_{k,3} - Z_0}{Z_{k,3} + Z_0}. \quad (1.48), (1.49)$$

Отметим, что s_1 относится к разомкнутому собственному двухполюснику, поскольку его собственный вектор соответствует синфазности двух волн у его полюсов, в то время как s_2 относится к короткозамкнутому собственному двухполюснику, так как волны на его концах находятся в противофазе. Полные комплексные сопротивления разомкнутого и короткозамкнутого собственных двухполюсников, представленных на рис. 1.6б и в, имеют вид

$$Z_{x,x} = Z_0 \operatorname{cth} \frac{\theta}{2}, \quad Z_{k,3} = Z_0 \operatorname{th} \frac{\theta}{2}, \quad (1.50), (1.51)$$

где Z_0 — волновое сопротивление линии.

Подставляя (1.50) и (1.51) в (1.48) и (1.49), получим

$$s_1 = e^{-\theta}, \quad s_2 = -e^{-\theta}. \quad (1.52), (1.53)$$

15

Таким образом,

$$S_{11}=S_{22}=\frac{s_1+s_2}{2}=0, \quad S_{21}=S_{12}=\frac{s_1-s_2}{2}=e^{-\theta}. \quad (1.54), (1.55)$$

Матрица рассеяния для линии передачи с характеристической полной проводимостью Y_0 и шунтирующей полной проводимостью Y в качестве нагрузки (рис. 1.7а) в этом случае начинается с рас-

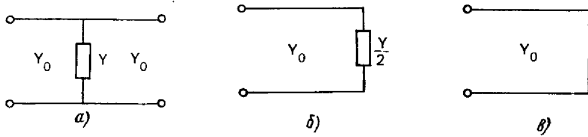


Рис. 1.7. Отрезок однородной линии передачи с параллельно включенной нагрузкой (а) и его собственные двухполюсники: синфазный (б) и противофазный (в)

смотрения двух собственных двухполюсников. Собственные двухполюсники, показанные на рис. 1.7б и в, получены путем рассечения цепи и рассмотрения режима холостого хода и короткого замыкания. Собственные значения отражений для этих двухполюсников составят

$$s_1 = \frac{Y_0 - Y_{x,x}}{Y_0 + Y_{x,x}}, \quad s_2 = \frac{Y_0 - Y_{к,к}}{Y_0 + Y_{к,к}}, \quad (1.56), (1.57)$$

где

$$Y_{x,x} = Y/2, \quad Y_{к,к} = \infty \quad (1.58), (1.59)$$

и Y_0 — характеристическая полная проводимость линии передачи. Комбинируя (1.56)—(1.59), получим

$$S_{11}=S_{22}=(s_1+s_2)/2=-Y/(Y+2Y_0), \quad (1.60)$$

$$S_{21}=S_{12}=(s_1-s_2)/2=2Y_0/(Y+2Y_0), \quad (1.61)$$

что и представляет собой искомый результат.

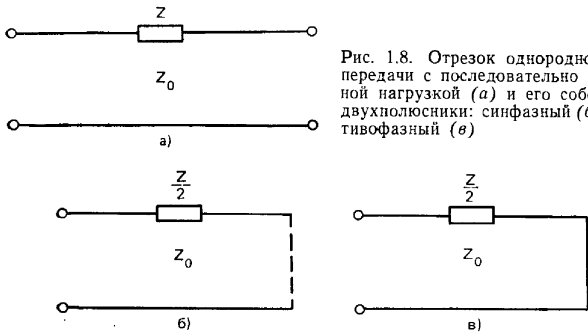


Рис. 1.8. Отрезок однородной линии передачи с последовательно включенной нагрузкой (а) и его собственные двухполюсники: синфазный (б) и противофазный (в)

Рассечение симметричной цепи рис. 1.8а приводит к образованию двух собственных двухполюсников, представленных на рис. 1.8б и в. Используя ту же методику, что и в предыдущих двух случаях, получим следующие элементы матрицы рассеяния:

$$S_{11}=S_{22}=\frac{Z}{Z+2Z_0}, \quad S_{21}=S_{12}=\frac{2Z_0}{Z+2Z_0}. \quad (1.62), (1.63)$$

В качестве упражнения читателю предлагается определить матрицу рассеяния для Т- и П-образных цепей.

1.6. Условие унитарности

Принцип сохранения энергии утверждает, что полная мощность, поступающая на все полюса пассивного многополюсника, должна быть равна мощности, поглощенной в этой цепи, плюс суммарная мощность, выходящая из всех полюсов многополюсника. Из этого следует, что мощность, рассеянная в цепи $P_{\text{рас}}$, равна разности мощностей входной $P_{\text{вх}}$ и выходной $P_{\text{вых}}$, т. е.

$$P_{\text{рас}} = P_{\text{вх}} - P_{\text{вых}} = \frac{1}{2} \sum_i a_i a_i^* - b_i b_i^*. \quad (1.64)$$

Легко показать, что

$$\sum_i a_i a_i^* = \tilde{a}^* \tilde{a}, \quad \sum_i b_i b_i^* = \tilde{a}^* S^* S \tilde{a}, \quad (1.65), (1.66)$$

где правые части уравнений представляют собой матрицы 1×1 или просто числа.

Комбинируя эти уравнения, получим

$$P_{\text{рас}} = \frac{1}{2} \tilde{a}^* (I - S^* S) \tilde{a}, \quad (1.67)$$

где I — единичная матрица, S — перестановка S (полученная перестановкой столбцов и рядов S) и S^* — комплексно-сопряженное значение S .

Поскольку в пассивной цепи $P_{\text{рас}}$ всегда должна быть положительна, условие для цепи без потерь запишется в виде

$$I - S^* S = 0. \quad (1.68)$$

Из этого следует, что матрица рассеяния цепи без потерь — унитарная (единичная). Условие унитарности широко используется для определения допустимых соотношений между элементами матрицы S . Использование этого свойства иллюстрируется ниже при рассмотрении шестиполюсников. Его значимость можно также оценить при определении взаимосвязи между параметрами рассеяния четырехполюсника. Приложение условия унитарности к четырехполюснику приводит к тому, что

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1, \quad |S_{22}|^2 + |S_{12}|^2 = 1, \quad (1.69), (1.70)$$

$$S_{11}^* S_{12} + S_{21}^* S_{22} = 0, \quad S_{11} S_{12}^* + S_{21} S_{22}^* = 0. \quad (1.71), (1.72)$$

Уравнения (1.69) и (1.70) являются выражением закона сохранения энергии при наличии входной волны на выводах 1 или 2. Уравнения (1.71) и (1.72) относятся к случаю одновременного возбуждения полюсов их собственными векторами.

Этот результат показывает также, что в цепи без потерь собственные значения s_1 и s_2 являются векторами единичной амплитуды и их можно расположить на окружности единичного радиуса, что подтверждается непосредственной подстановкой в (1.69)–(1.72)

$$s_1 = e^{-j\theta}, \quad s_2 = e^{-j\theta^*} \quad (1.73), (1.74)$$

Уравнения (1.69)–(1.72) указывают на невозможность создания линии передачи с односторонним движением энергии, поскольку, задавая в этих уравнениях $S_{21} = 0$, неизбежно получим $S_{12} = 0$.

1.7. Матрица потерь

Для цепи с потерями матрица потерь должна определять потери мощности в этой цепи и поэтому ее удобно записать в виде

$$Q = I - \tilde{S}^* S \quad (1.75)$$

Для симметричного четырехполюсника матрица потерь имеет вид

$$\bar{Q} = \begin{bmatrix} Q_{11}^* - Q_{21} & \\ -Q_{21}^* & Q_{11} \end{bmatrix} \quad (1.76)$$

Необходимым и достаточным условием положительной и действительной матрицы является неотрицательность основных миноров определителя, т. е.

$$\bar{Q}_{11} > 0, \quad \begin{vmatrix} Q_{11} - Q_{21} & \\ -Q_{21}^* & Q_{11} \end{vmatrix} > 0 \quad (1.77), (1.78)$$

Более простым определением, чем последнее, является также условие, что собственные значения матрицы потерь находятся в интервале от нуля до единицы.

Если матрицы рассеяния и потерь обладают общими собственными векторами, то их собственные значения связаны следующей теоремой. Если

$$Q U_n = q_n U_n, \quad (1.79)$$

то

$$f(Q) U_n = f(q_n) U_n, \quad (1.80)$$

где U_n — собственный вектор и q_n — собственное значение. Используя (1.80) совместно с (1.75), получим

$$q_1 = 1 - s_1 s_1^*, \quad q_2 = 1 - s_2 s_2^* \quad (1.81), (1.82)$$

Приведенные выше соотношения показывают, что собственные значения матрицы потерь отображают диссипативные потери цепи, связанные со всеми возможными способами возбуждения мно-

гополюсника. Эти собственные значения представляют собой действительные числа, превращающиеся в нули, когда соответствующие собственные значения матрицы рассеяния становятся равными единице.

Матрица потерь может быть диагонализирована тем же способом, что и матрица рассеяния. Результат диагонализации имеет вид

$$Q_{11} = (q_1 + q_2)/2, \quad Q_{21} = Q_{21}^* = (q_1 - q_2)/2 \quad (1.83), (1.84)$$

Комбинация (1.67) и (1.75) приводит к

$$P_{\text{рас}} = 1/2 (\bar{a}^* \bar{Q} \bar{a}) \quad (1.85)$$

Если цепь возбуждается только со стороны одной пары полюсов (со входа), то потери в ней однозначно определяются Q_{11} . Если возбуждение поступает более чем на одну пару полюсов, потери в цепи зависят и от Q_{21} , а также от амплитуды и фазы падающих на цепь волн.

Для симметричного четырехполюсника

$$P_{\text{рас}} = \frac{1}{2} [a_1^* a_2] \begin{bmatrix} Q_{11} - Q_{21} & \\ -Q_{21} & Q_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (1.86)$$

Поэтому

$$P_{\text{рас}} = 1/2 (a_1 a_1^* Q_{11}) + 1/2 (a_2 a_2^* Q_{11}) - 1/2 (a_1 a_2^* Q_{21}) - 1/2 (a_2^* a_1 Q_{21}) \quad (1.87)$$

Полагая $a_1 = a_0$ и $a_2 = 0$, получим

$$P_{\text{рас}} = 1/2 (a_0^2 Q_{11}) \quad (1.88)$$

Таким образом, когда $a_2 = 0$, Q_{11} отображает обычные диссипативные потери в цепи.

Полагая $a_1 = a_0$ и $a_2 = \pm a_0$, получим

$$P_{\text{рас}} = a_0^2 (Q_{11} - Q_{21}), \quad P_{\text{рас}} = a_0^2 (Q_{11} + Q_{21}) \quad (1.89), (1.90)$$

Если выразить эти уравнения через q_1 и q_2 , то диссипативные потери в каждом из собственных двухполюсников приобретают вид

$$P_{\text{рас}} = q_1, \quad P_{\text{рас}} = q_2 \quad (1.91), (1.92)$$

Две величины диссипативных потерь в цепи при входных волнах, соответствующих двум собственным векторам, составляют два собственных значения матрицы потерь, что и следовало ожидать.

Если взять для примера шунтирующую проводимость (см. рис. 1.7), то получим

$$s_1 = (Y_0 - G/2)/(Y_0 + G/2), \quad s_2 = -1 \quad (1.93), (1.94)$$

Таким образом,

$$q_1 = 1 - s_1 s_1^* = 8Y_0 G / (G + 2Y_0)^2, \quad q_2 = 1 - s_2 s_2^* = 0 \quad (1.95), (1.96)$$

$$\text{и } Q_{11} = (q_1 + q_2)/2 = 4Y_0 G / (G + 2Y_0)^2 \quad (1.97)$$

Полное описание цепи поэтому приобретает вид

$$S_{11} = -G/(G+2Y_0), \quad S_{21} = 2Y_0/(G+2Y_0), \quad (1.98), (1.99)$$

$$Q_{11} = 4Y_0G/(G+2Y_0)^2. \quad (1.100)$$

Эти три уравнения описывают отраженную, переданную и рассеянную цепью волны, связанные между собой соотношением (1.75)

$$Q_{11} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2. \quad (1.101)$$

1.8. Параметры рассеяния тракта передачи

При рассмотрении каскадно соединенных цепей матрица рассеяния оказывается неудобной для описания, поэтому вводится понятие параметров рассеяния тракта передачи. Новая матрица получается преобразованием соотношений рассеяния так, чтобы входные волны a_1 и b_1 стали зависимыми переменными, а выходные волны a_2 и b_2 — независимыми переменными. В первоначальной матрице S в качестве зависимых переменных используются обратные волны b_1 и b_2 , а независимыми переменными являются a_1 и a_2 . Новая матрица обычно обозначается через T . Взаимосвязь зависимых и независимых переменных в обычной матрице рассеяния S имеет вид

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (1.102)$$

Преобразуя эту матрицу так, чтобы зависимыми переменными стали a_1 и b_2 , получим

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ a_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix}, \quad (1.103)$$

$$\text{где } T_{11} = S_{12} - S_{11}S_{22}/S_{21}; \quad T_{12} = S_{11}/S_{12}; \quad (1.104), (1.105)$$

$$T_{21} = -S_{22}/S_{21}; \quad T_{22} = 1/S_{21}. \quad (1.106), (1.107)$$

Иногда матрица передачи определяется входными волнами в качестве независимых и выходными волнами в качестве зависимых переменных.

Матрица передачи двух цепей, показанных на рис. 1.9, приобретает вид

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ a_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix}; \quad \begin{bmatrix} b'_1 \\ a'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T'_{11} & T'_{12} \\ T'_{21} & T'_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a'_2 \\ b'_2 \end{bmatrix}. \quad (1.108), (1.109)$$

$$\text{Используя } \begin{bmatrix} b'_1 \\ a'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix}, \quad (1.110)$$

$$\text{получим } \begin{bmatrix} b_1 \\ a_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T'_{11} & T'_{12} \\ T'_{21} & T'_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a'_2 \\ b'_2 \end{bmatrix}. \quad (1.111)$$

Возьмем отношение b_1/a_1 и получим S_{11} для сложной цепи в целом.

Поскольку умножение матриц не подчиняется правилам перестановки, эти T -матрицы должны быть перемножены в заданном порядке. Если принять упомянутое ранее определение параметров матрицы T , то перемножение матриц должно производиться в обратном порядке.

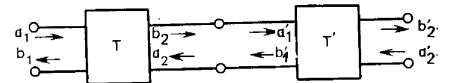


Рис. 1.9. Каскадное соединение двух четырехполюсников

1.9. Обобщенные параметры рассеяния четырехполюсника

Обычно параметры рассеяния цепей относят к сопротивлению 50 Ом, но в некоторых случаях оказывается более удобным выражать их через сопротивление нагрузки и полное комплексное сопротивление генератора. Можно показать [1], что новые параметры рассеяния четырехполюсника при произвольных сопротивлениях нагрузки и генератора, выраженные через измеренные параметры и отнесенные к сопротивлению 50 Ом, имеют вид

$$S'_{11} = \frac{A^*_1 [(1-r_2 S_{22})(S_{11}-r^*_1) + r_2 S_{12} S_{21}]}{A_1 [(1-r_1 S_{11})(1-r_2 S_{22}) - r_1 r_2 S_{12} S_{21}]}, \quad (1.112)$$

$$S'_{12} = \frac{A^*_2 S_{12} [1-|r_1|^2]}{A_1 [(1-r_1 S_{11})(1-r_2 S_{22}) - r_1 r_2 S_{12} S_{21}]}, \quad (1.113)$$

$$S'_{21} = \frac{A^*_1 S_{21} [1-|r_2|^2]}{A_2 [(1-r_1 S_{11})(1-r_2 S_{22}) - r_1 r_2 S_{12} S_{21}]}, \quad (1.114)$$

$$S'_{22} = \frac{A^*_2 [(1-r_1 S_{11})(S_{22}-r^*_2) + r_1 S_{12} S_{21}]}{A_2 [(1-r_1 S_{11})(1-r_2 S_{22}) - r_1 r_2 S_{12} S_{21}]}, \quad (1.115)$$

где

$$A_i = \frac{(1-r_i)}{|1-r_i|} (1-|r_i|^2)^{1/2} \quad \text{и} \quad r_i = \frac{Z_i - Z_0}{Z_i + Z_0}, \quad i = 1; 2. \quad (1.116) \quad (1.117)$$

1.10. Экспериментальное исследование СВЧ цепей

Теоретическое определение физических параметров СВЧ цепи выходит за пределы настоящего рассмотрения. Однако экспериментальное исследование подобных устройств всегда желательно, хотя бы в качестве подтверждения теоретических выкладок. В настоящем параграфе описывается простая методика, состоящая в измерении поочередно каждого из двух собственных значений для данной цепи. Эта методика использует свойство T-образного гибридного моста («магического T») при возбуждении со стороны H- или E-плеча давать на выходе симметричных плеч синфазные или противофазные волны. Эти волны соответствуют двум собственным векторам симметричной цепи, для которых коэффициент

отражения от каждого плеча представляет собой соответствующее собственное значение. Схемы двух экспериментальных установок приведены на рис. 1.10а и б.

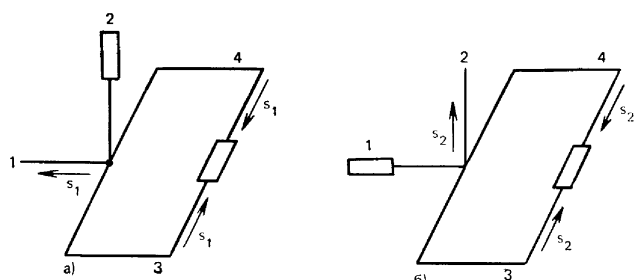


Рис. 1.10. Измерительная установка:
а — для определения s_1 ; б — для определения s_2

Упражнения

1. Образовать матрицу рассеяния последовательной LC-цепи.
2. Образовать матрицу рассеяния параллельной LC-цепи.
3. Показать, что матрица рассеяния последовательной LC-цепи удовлетворяет условию унитарности.
4. Образовать T-матрицы передачи для случая последовательных и параллельных полных комплексных сопротивлений и проводимостей.
5. Определить параметры рассеяния последовательных и параллельных сопротивлений и проводимостей, используя (1.7)–(1.10).
6. Построить матрицу, обратную симметричной, используя для этого (1.79) и (1.80).
7. Показать, что коэффициент отражения на входе четырехполюсника равен $S_{11} + S_{21}^2 S_L / (1 - S_{11} S_L)$ при $a_2 = S_L b_2$.
8. Показать, что (1.71) и (1.72) соответствуют синфазному и противофазному возбуждению плеч 1 и 2 цепи.

Глава 2

МАТРИЦЫ СОПРОТИВЛЕНИЙ И ПРОВОДИМОСТЕЙ¹

В технике СВЧ широко используются индуктивные и емкостные реактивности, которые служат для построения СВЧ фильтров и для согласования сопротивлений (проводимостей) различных СВЧ элементов. Как правило, такие реактивности реализуются введением в линию передачи неоднородности, вызывающей возмущение либо электрического, либо магнитного поля волны, распространяю-

¹ Здесь и далее, если особо не оговаривается, под сопротивлениями и проводимостями имеются в виду полные комплексные сопротивления и полные комплексные проводимости. (Прим. ред.)

щей по линии. На рис. 2.1 показаны емкостная и индуктивная реактивности в прямоугольном волноводе. Полезно, кроме описания характеристик рассеяния таких неоднородностей, иметь и характеристики их сопротивления (проводимости), поскольку пос-

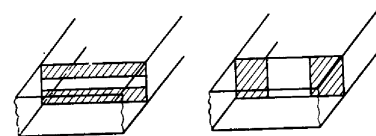


Рис. 2.1. Емкостная и индуктивная реактивности в СВЧ устройстве

ледние дают возможность построить эквивалентную схему такого узла.

Матрица сопротивления (проводимости) может быть диагонализирована точно так же, как и матрица рассеяния, так как собственные векторы матрицы \bar{S} являются также и собственными векторами матриц \bar{Z} и \bar{Y} , поскольку матрицы \bar{Z} и \bar{Y} подчиняются правилам математической перестановки с матрицей \bar{S} и операторами симметрии. Свойством матриц \bar{S} , \bar{Z} и \bar{Y} является также взаимосвязь их собственных значений.

Используемая в настоящей книге методика установления взаимной зависимости между матрицами \bar{S} , \bar{Z} и \bar{Y} заключается в отыскании в первую очередь собственных значений одной из этих матриц. Эти собственные значения затем сравниваются с собственными значениями остальных двух матриц, которые затем используются непосредственно для описания сопротивлений или проводимостей. Например, собственные значения матрицы рассеяния связаны с собственными значениями матриц \bar{Z} и \bar{Y} зависимостью между отражениями и сопротивлениями (проводимостями) двухполюсников.

В некоторых случаях устройство не может быть описано матрицей сопротивлений или проводимостей (элементы матрицы становятся бесконечно большими). Такое положение определяется элементами матрицы рассеяния \bar{S} . Если матрица сопротивлений или проводимостей не может быть непосредственно выведена из матрицы рассеяния, то можно образовать новую матрицу рассеяния перемещением конечных плоскостей. Новое положение плоскости отсчета может обеспечить построение матрицы сопротивлений (проводимостей).

2.1. Матрица сопротивлений

Полная связь между напряжениями и токами многополюсника определяется матрицей сопротивлений в виде

$$\bar{V} = \bar{Z}\bar{I}, \quad (2.1)$$

где матрица сопротивлений \bar{Z} для четырехполюсника является квадратной и имеет вид

$$\bar{Z} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

а матрицы напряжений и токов

$$\bar{V} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}, \bar{I} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}. \quad (2.3), (2.4)$$

Элементы матрицы сопротивлений известны под названием сопротивлений холостого хода и определяются как

$$Z_{11} = \left. \frac{V_1}{I_1} \right|_{I_2=0}, Z_{12} = \left. \frac{V_1}{I_2} \right|_{I_1=0}, \quad (2.5), (2.6)$$

$$Z_{22} = \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{I_1=0}, Z_{21} = \left. \frac{V_2}{I_1} \right|_{I_2=0}. \quad (2.7), (2.8)$$

В обратной цепи $Z_{12} = Z_{21}$

и в симметричной цепи $Z_{11} = Z_{22}$.

Собственные значения матрицы \bar{Z} получаются тем же путем, что и матрицы рассеяния:

$$\det |Z - z_n I| = 0. \quad (2.11)$$

Результатом этого является

$$z_1 = Z_{11} + Z_{21}, z_2 = Z_{11} - Z_{21}. \quad (2.12), (2.13)$$

Группируя эти два уравнения или диагонализировав матрицу рассеяния, получим

$$Z_{11} = (z_1 + z_2)/2, Z_{21} = (z_1 - z_2)/2. \quad (2.14), (2.15)$$

Эти собственные значения весьма полезны, поскольку они присутствуют в качестве элементов в эквивалентной схеме цепи, а также могут быть легко измерены для определения Z_{11} и Z_{21} .

Одна из возможных эквивалентных схем цепи представлена на рис. 2.2а. Значения Z_1 и Z_3 этой эквивалентной Т-образной схемы можно сравнить с элементами матрицы \bar{Z} , применяя определения для режима холостого хода, задаваемые (2.5)–(2.8):

$$Z_{11} = Z_{22} = Z_1 + Z_3, Z_{12} = Z_{21} = Z_3. \quad (2.16), (2.17)$$

Это приводит к

$$Z_1 = Z_{11} - Z_{21}, Z_3 = Z_{21}. \quad (2.18), (2.19)$$

На рис. 2.2б представлена эквивалентная схема четырехполюсника, элементы которой выражены через параметры холостого хода.

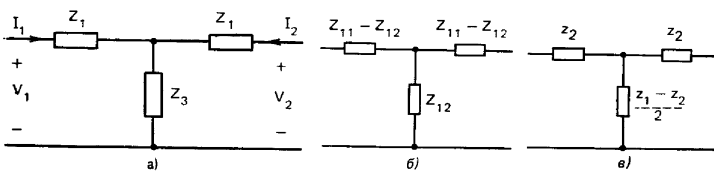


Рис. 2.2. Эквивалентная Т-образная схема, элементы которой выражены: а — через Z_1 и Z_3 ; б — через Z_{11} и Z_{12} ; в — через z_1 и z_2 симметричной цепи

Эквивалентная схема цепи может быть также построена при выражении ее элементов через собственные значения, если Z_1 и Z_3 записать в виде

$$Z_1 = z_2, Z_3 = (z_1 - z_2)/2. \quad (2.20), (2.21)$$

Таким образом, последовательный элемент Т-образной эквивалентной схемы представляет собой просто собственное значение z_2 , в то время как параллельный элемент представляет собой разность двух собственных значений. Такая эквивалентная схема представлена на рис. 2.2в.

Из этого рисунка видно, что входное сопротивление со стороны любой пары полюсов при синфазных напряжениях равно собственному значению z_1 , в то время как при противофазных напряжениях оно представляет собой собственное значение z_2 .

2.2. Матрица проводимостей

Сочленение может быть также описано с помощью матрицы проводимостей \bar{Y} при условии, что существует матрица, обратная матрице сопротивлений \bar{Z} :

$$\bar{Y} = \bar{Z}^{-1}. \quad (2.22)$$

Матрица проводимостей связывает между собой токи и напряжения на выводах многополюсника

$$\bar{I} = \bar{Y}\bar{V} \quad (2.23)$$

и для четырехполюсника упрощается до квадратной матрицы

$$\bar{Y} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix}. \quad (2.24)$$

Матрицы напряжений и токов представляют собой столбцы, описываемые (2.3) и (2.4).

Элементы матрицы проводимостей определяются как

$$Y_{11} = \left. \frac{I_1}{V_1} \right|_{V_2=0}; Y_{12} = \left. \frac{I_1}{V_2} \right|_{V_1=0}, \quad (2.25), (2.26)$$

$$Y_{21} = \left. \frac{I_2}{V_1} \right|_{V_2=0}; Y_{22} = \left. \frac{I_2}{V_2} \right|_{V_1=0}. \quad (2.27), (2.28)$$

Приведенные выше величины известны под названием проводимостей короткого замыкания.

Из условий симметрии и обратимости

$$Y_{11} = Y_{22}, Y_{12} = Y_{21}. \quad (2.29), (2.30)$$

Собственные значения матрицы проводимостей могут быть определены из характеристического уравнения. Они обладают такой же симметрией, как и собственные значения матрицы сопротивлений

$$y_1 = Y_{11} + Y_{21}, y_2 = Y_{11} - Y_{21}. \quad (2.31), (2.32)$$

Диагонализация матрицы проводимостей или линейная комбинация приведенных выше двух уравнений приводит к

$$Y_{11} = (y_1 + y_2)/2, \quad Y_{21} = (y_1 - y_2)/2. \quad (2.33), (2.34)$$

Проводимости короткого замыкания часто используются для построения П-образной эквивалентной схемы. Такая эквивалентная схема представлена на рис. 2.3а. Взаимосвязь между проводимостями короткого замыкания Y_{11} и Y_{21} и проводимостями плеч Y_1 и

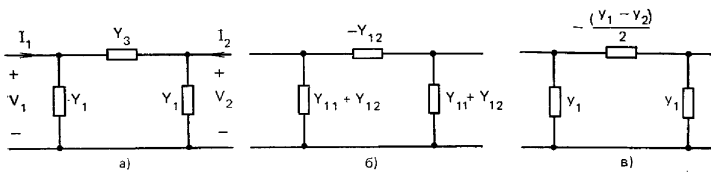


Рис. 2.3. Эквивалентная П-образная схема, элементы которой выражены: а — через Y_1 и Y_3 ; б — через Y_{11} и Y_{12} ; в — через y_1 и y_2 симметричной цепи

Y_3 этой эквивалентной схемы устанавливается применением к эквивалентной схеме определения проводимостей короткого замыкания:

$$Y_{11} = Y_1 + Y_3, \quad Y_{21} = Y_3. \quad (2.35), (2.36)$$

Преобразование этих двух уравнений приводит к

$$Y_1 = Y_{11} - Y_{21}, \quad Y_3 = -Y_{21}. \quad (2.37), (2.38)$$

Эквивалентная П-образная схема для этого случая приведена на рис. 2.3б.

Последний результат можно также выразить через собственные значения матрицы проводимостей в виде

$$Y_1 = y_2, \quad Y_3 = -(y_1 - y_2)/2. \quad (2.39), (2.40)$$

Эквивалентная схема, элементы которой выражены через собственные значения матрицы проводимостей, представлена на рис. 2.3в. Использование соответствующих собственных векторов для этой схемы приводит, как и ранее, к собственным значениям матрицы на каждой паре полюсов¹.

Одним из методов отыскания собственных значений матрицы для цепи является определение проводимостей (сопротивлений) холостого хода и короткого замыкания полусекций, образованных расщеплением цепи, поскольку эти параметры совпадают с собственными значениями.

¹ Отметим, что эквивалентные схемы, приведенные на рис. 2.2а и 2.3а, отображая правильно соотношения токов и напряжений, не всегда реализуемы с помощью RLC-элементов, поскольку Z_{12} и Y_{12} не обязательно положительны и действительны.

2.3. Собственные двухполосники

Приложение синфазных напряжений к цепям (см. рис. 2.2 и 2.3) не вызовет тока через плоскость симметрии, так что при таком виде возбуждения холостой ход зажимов, образующихся при расщеплении цепи, не скажется на условиях у входных зажимов. Аналогично при возбуждении цепи противофазными напряжениями зажимы в плоскости симметрии будут находиться под одинаковым потенциалом, так что их закорачивание между собой не вызовет никакой реакции на входных зажимах. В случае Т-образной схемы это приводит к полусекциям, изображенным на рис. 2.4а и б, входные сопротивления которых составляют

$$Z_{x,x} = Z_{11} + Z_{21}, \quad Z_{к,к} = Z_{11} - Z_{21}. \quad (2.41), (2.42)$$

Выражая Z_{11} и Z_{21} через их собственные значения, получаем

$$Z_{x,x} = z_1, \quad Z_{к,к} = z_2. \quad (2.43), (2.44)$$

Результат показывает, что две полусекции цепи являются именно ее собственными двухполосниками, соответствующими матрице сопротивлений.

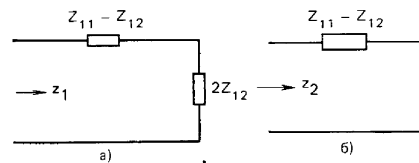


Рис. 2.4. Собственные двухполосники для симметричной Т-образной цепи: а — синфазный; б — противофазный

Две полусекции П-образной цепи приобретают вид, показанный на рис. 2.5а и б, входные проводимости которых составляют

$$Y_{x,x} = Y_{11} + Y_{21}, \quad Y_{к,к} = Y_{11} - Y_{21}. \quad (2.45), (2.46)$$

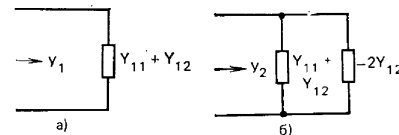


Рис. 2.5. Собственные двухполосники для симметричной П-образной цепи: а — синфазный; б — противофазный

Выраженные через собственные значения, эти величины имеют вид

$$Y_{x,x} = y_1, \quad Y_{к,к} = y_2. \quad (2.47), (2.48)$$

Таким образом, и в этом случае проводимости холостого хода и короткого замыкания представляют собой собственные значения цепи.

2.4. Собственные значения матриц рассеяния и сопротивлений (проводимостей)

Собственные значения матриц \bar{S} , \bar{Z} или \bar{Y} могут быть определены обычным способом из уравнения собственных значений. Однако, если известен хотя бы один набор этих значений, остальные могут быть определены довольно просто. Это достигается тем, что собственные значения представляют собой обычные отражения, сопротивления и проводимости двухполюсников, для которых применимы уравнения двухполюсника. Поэтому уравнения, описывающие собственные значения, имеют следующий стандартный вид:

$$s_n = \frac{Z_n - Z_0}{Z_n + Z_0}, \quad Z_n = \frac{1 + s_n}{1 - s_n}, \quad (2.49), (2.50)$$

$$s_n = \frac{Y_0 - Y_n}{Y_0 + Y_n}, \quad Y_n = \frac{1 - s_n}{1 + s_n} \quad (2.51), (2.52)$$

$$\text{и } Z_n = 1/Y_n. \quad (2.53)$$

Диагонализация матриц методом, описанным в гл. 1, дает возможность непосредственного построения матриц рассеяния, сопротивлений и проводимостей по собственным значениям. Это приводит сразу к матрицам, определенным (1.29) и (1.30), а также (2.14), (2.15), (2.33) и (2.34).

2.5. Связь между матрицами \bar{S} , \bar{Z} и \bar{Y}

Выше отмечалось, что цепь может быть описана либо матрицей рассеяния, либо матрицей сопротивлений (проводимостей). Возможны и другие способы описания, но здесь они не будут затронуты. В некоторых случаях оказывается желательным связать между собой эти два описания цепи, поэтому выведем зависимость между ними. Один из способов, уже излагавшийся ранее, заключается в диагонализации матриц при использовании зависимости между их собственными значениями. Имеются, однако, и два других, весьма полезных подхода. Первый из них базируется на теореме, устанавливающей связь между видом матричной зависимости и соответствующим видом зависимости ее собственных значений, в то время как второй основан на первоначальном определении переменных рассеяния, выраженных через токи и напряжения. Соотношение между матрицами рассеяния и сопротивлений будет сначала выведено из определения нормированных столбцов матриц рассеяния, выраженных через матрицы нормированных напряжений и токов

$$\bar{a} = (\bar{V} + \bar{i})/2, \quad \bar{b} = (\bar{V} - \bar{i})/2 \quad (2.54), (2.55)$$

и имеющих вид уравнений (1.11)–(1.14).

Перепиывая приведенные выше уравнения, получаем

$$\bar{V} = \bar{a} + \bar{b}, \quad \bar{i} = \bar{a} - \bar{b}. \quad (2.56), (2.57)$$

Подстановка в (2.56), (2.57) зависимости между \bar{a} и \bar{b} приводит к

$$\bar{V} = (I + \bar{S})\bar{a}, \quad \bar{i} = (I - \bar{S})\bar{a}. \quad (2.58), (2.59)$$

Заменяя \bar{V} на $\bar{Z}\bar{i}$, получим

$$\bar{Z}\bar{i} = (I + \bar{S})\bar{a}, \quad \bar{i} = (I - \bar{S})\bar{a}. \quad (2.60), (2.61)$$

$$\text{Следовательно, } (I + \bar{S}) = (I - \bar{S})\bar{Z}. \quad (2.62)$$

Умножение обеих частей уравнения на $(I - \bar{S})^{-1}$ дает

$$\bar{Z} = (I + \bar{S})(I - \bar{S})^{-1}. \quad (2.63)$$

Существование матрицы \bar{Z} определяется существованием обратной матрицы $(I - \bar{S})^{-1}$. Это условие удовлетворяется, если матрица $(I - \bar{S})$ — невырожденная, что требует неравенства нулю определителя этой матрицы

$$|I - \bar{S}| \neq 0. \quad (2.64)$$

Удовлетворение этому последнему условию зависит от значений элементов матрицы рассеяния.

Более удобным способом получения последнего результата является использование следующей теоремы, применимой при условии, что у матриц имеются общие собственные векторы. Если

$$\bar{S}\bar{U}_n = s_n\bar{U}_n, \quad (2.65)$$

$$\text{то } f(\bar{S})\bar{U}_n = f(s_n)\bar{U}_n. \quad (2.66)$$

Эта теорема будет сначала использована для определения взаимной связи между матрицами рассеяния и сопротивлений.

Связь между s_n и z_n задается (2.49) в виде

$$s_n = (z_n - 1)/(z_n + 1). \quad (2.67)$$

Поэтому матрица рассеяния связана с матрицей сопротивлений точно такой же зависимостью

$$\bar{S} = (\bar{Z} - I)/(\bar{Z} + I). \quad (2.68)$$

Применение изложенной теоремы к другим соотношениям двухполюсника дает

$$\bar{Z} = \frac{I + \bar{S}}{I - \bar{S}}, \quad \bar{S} = \frac{I - \bar{Z}}{I + \bar{Z}}, \quad (2.69), (2.70)$$

$$\bar{Y} = \frac{I - \bar{S}}{I + \bar{S}}, \quad \bar{Z} = \bar{Y}^{-1}. \quad (2.71), (2.72)$$

В этих уравнениях могут быть учтены и потери, если использовать матрицу потерь.

Зависимости между элементами матриц рассеяния, сопротивлений и проводимостей сведены в табл. 2.1.

ТАБЛИЦА 2

S-параметры, выраженные через Y- и Z-параметры	Y- и Z-параметры, выраженные через S-параметры
$S_{11} = \frac{(Z_{11}-1)(Z_{22}+1) - Z_{12}Z_{21}}{(Z_{11}+1)(Z_{22}+1) - Z_{12}Z_{21}}$	$Z_{11} = \frac{(1+S_{11})(1-S_{22}) + S_{12}S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12}S_{21}}$
$S_{12} = \frac{2Z_{12}}{(Z_{11}+1)(Z_{22}+1) - Z_{12}Z_{21}}$	$Z_{12} = \frac{2S_{12}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12}S_{21}}$
$S_{21} = \frac{2Z_{21}}{(Z_{11}+1)(Z_{22}+1) - Z_{12}Z_{21}}$	$Z_{21} = \frac{2S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12}S_{21}}$
$S_{22} = \frac{(Z_{11}+1)(Z_{22}-1) - Z_{12}Z_{21}}{(Z_{11}+1)(Z_{22}+1) - Z_{12}Z_{21}}$	$Z_{22} = \frac{(1+S_{22})(1-S_{11}) + S_{12}S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) - S_{12}S_{21}}$
$S_{11} = \frac{(1-Y_{11})(1+Y_{22}) + Y_{22}Y_{21}}{(1+Y_{11})(1+Y_{22}) - Y_{12}Y_{21}}$	$Y_{11} = \frac{(1+S_{22})(1-S_{11}) + S_{12}S_{21}}{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12}S_{21}}$
$S_{12} = \frac{-2Y_{12}}{(1+Y_{11})(1+Y_{22}) - Y_{12}Y_{21}}$	$Y_{12} = \frac{-2S_{12}}{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12}S_{21}}$
$S_{21} = \frac{-2Y_{21}}{(1+Y_{11})(1+Y_{22}) - Y_{12}Y_{21}}$	$Y_{21} = \frac{-2S_{21}}{(1+S_{11})(1+S_{22}) - S_{12}S_{21}}$
$S_{22} = \frac{(1+Y_{11})(1-Y_{22}) + Y_{12}Y_{21}}{(1+Y_{11})(1+Y_{22}) - Y_{12}Y_{21}}$	$Y_{22} = \frac{(1+S_{11})(1-S_{22}) + S_{12}S_{21}}{(1+S_{22})(1+S_{11}) - S_{12}S_{21}}$

2.6. Эквивалентная схема однородной линии передачи

Применим выведенные выше теоретические положения для построения эквивалентной схемы отрезка однородной линии передачи длиной $l=1$ м, обладающей постоянной распространения γ и волновым сопротивлением Z_0 . Схема отрезка линии передачи представлена на рис. 2.6а, а два собственных двухполюсника, полученные рассеянием этой цепи по оси симметрии, показаны на рис. 2.6б и в. Собственные значения сопротивлений этих двухполюсников составляют

$$z_1 = Z_{x,x} = Z_0 \operatorname{cth}(\gamma l/2), z_2 = Z_{к,к} = Z_0 \operatorname{th}(\gamma l/2). \quad (2.73), (2.74)$$

Теперь матрица сопротивлений определится из

$$Z_{11} = (z_1 + z_2)/2 = Z_0 \operatorname{th} \gamma l, Z_{21} = (z_1 - z_2)/2 = Z_0 \operatorname{sh} \gamma l \quad (2.75), (2.76)$$

Эквивалентная схема будет задана через

$$Z_{11} = Z_2 = Z_{11} - Z_{21} = Z_0 \operatorname{th}(\gamma l/2), Z_{21} = Z_3 = Z_{21} = Z_0 \operatorname{sh} \gamma l. \quad (2.77), (2.78)$$

Эквивалентная схема показана на рис. 2.7.

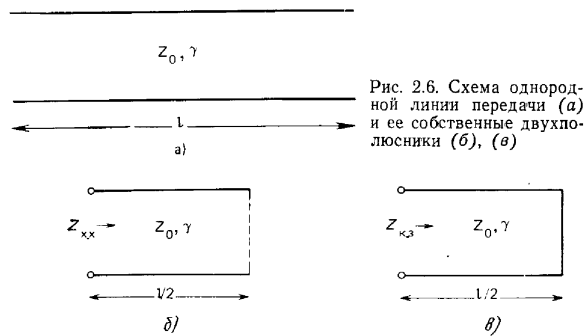


Рис. 2.6. Схема однородной линии передачи (а) и ее собственные двухполюсники (б), (в)

2.7. Эквивалентная схема проходного полого резонатора

Эквивалентная схема полого резонатора, описываемого в гл. 6, легко может быть построена при использовании методики, приведенной в настоящей главе. Этот резонатор представляет собой полуволновый отрезок линии передачи, нагруженный с обоих концов на индуктивные диафрагмы. На рис. 2.8а представлена схема такого резонатора, а на рис. 2.8б и в показаны двухполюсники, полученные рас-

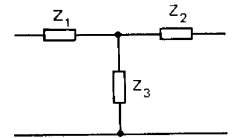


Рис. 2.7. Эквивалентная схема однородной линии передачи

решением цепи, в режимах холостого хода и короткого замыкания. Поскольку индуктивные диафрагмы шунтируют линию передачи,

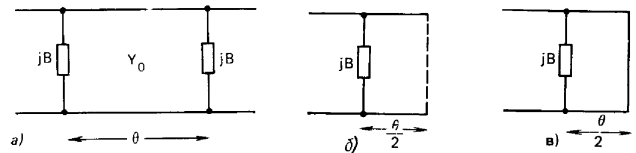


Рис. 2.8. Схема полого резонатора (а) и собственные двухполюсники (б), (в)

образующую резонатор, то правильно будет для описания этого полого резонатора использовать П-образную эквивалентную схему.

Собственная проводимость синфазного собственного двухполюсника, показанного на рис. 2.8б, будет равна

$$y_1 = Y_{x,x} = jB + Y_0 \operatorname{th}(\gamma l/2), \quad (2.79)$$

в то время как для противофазного собственного двухполюсника она выразится как

$$y_2 = Y_{x,x} = jB + Y_0 \operatorname{cth}(\gamma l/2). \quad (2.80)$$

Таким образом,

$$Y_{11} = Y_{22} = (y_1 + y_2)/2 = jB + Y_0/\operatorname{th} \gamma l, \quad (2.81)$$

$$Y_{12} = Y_{21} = (y_1 - y_2)/2 = Y_0/\operatorname{sh} \gamma l, \quad (2.82)$$

где Y_0 и γ представляют собой соответственно волновую проводимость и постоянную распространения волновода, использованного для построения полого резонатора.

Эквивалентная П-образная схема этого устройства представлена на рис. 2.9.

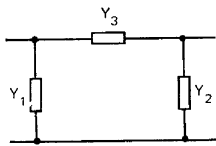


Рис. 2.9. Эквивалентная схема проходного полого резонатора:
 $Y_1 = Y_0 \operatorname{ctg} \gamma l + jB$;
 $Y_2 = Y_0 \operatorname{ctg} \gamma l + jB$;
 $Y_3 = Y_0 \operatorname{cosec} \gamma l$

Упражнения

1. Показать, что для последовательной цепи невозможно построить матрицу сопротивлений, равно как матрицу проводимостей для параллельной цепи.
2. Показать, что соотношения между матрицами рассеяния, сопротивлений и проводимостей, приведенные в табл. 2.1, удовлетворяют соотношениям между собственными значениями для симметричных матриц.
3. Получить матрицу передачи $ABCD$ между V_1, i_1 и V_2, i_2 из матрицы сопротивлений холостого хода путем изменения полярности i_2 .
4. Показать, что $Z_{\text{вх}} = Z_{11} - Z_{12}^2/(Z_{11} + Z_L)$.
5. Построить П-образную эквивалентную схему однородной линии передачи

Глава 3

НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ

Основная конструкция направленного ответвителя представляет собой два волновода, связанных между собой таким образом, что падающая волна переносится частично из одного волновода в другой в определенном направлении. Одно из таких устройств схематично представлено на рис. 3.1. Оно определяется как восьмиполосное, с одной парой входных полюсов, двумя парами взаимно-независимых выходных полюсов и одной парой изолированных от входа полюсов. Еще одной особенностью устройства является согласованность всех его пар полюсов. Такие устройства находят

широкое применение в системах контроля мощности и рефлектометрах. Особый интерес представляет отдельный класс направленных ответвителей, носящих название трехдецибельных, в которых входная мощность делится поровну между двумя выходами при сдвиге фаз 90 или 180° между ними. Гибридные сочленения такого

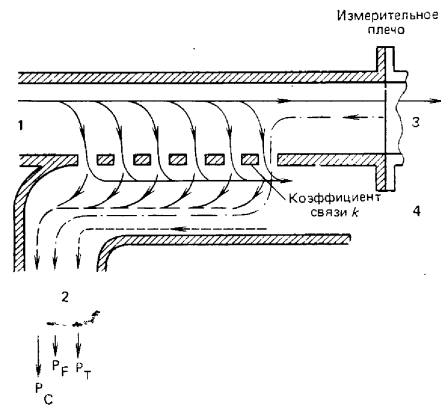


Рис. 3.1. Схема направленного ответвителя

типа находят широкое применение в СВЧ элементах, таких, как балансные смесители, СВЧ дискриминаторы, переключатели, и множестве других.

Важнейшими параметрами, описывающими работу направленного ответвителя, являются переходное ослабление и направленность. Переходное ослабление (см. рис. 3.1) определяется как отношение первичной падающей мощности ко вторичной выходной мощности или в децибелах как $10 \lg(P_1/P_4)$.

Направленность определяется как отношение полной мощности, отвлекаемой в плечо 4, к полной мощности, отраженной обратно в плечо 2 или в децибелах как $10 \lg(P_4/P_2)$. В идеальном случае мощность, отраженная обратно в плечо 2, равна нулю. На практике, однако, если есть отражения от отверстий связи (P_C), от нагрузки плеча 4 (P_T) и от неоднородности перехода или фланца у плеча 3 (P_F), то эта мощность не равна нулю. Отражения от неоднородностей, образованных отверстиями связи, могут быть сведены к минимуму расположением этих отверстий с шагом в четверть длины волны. При использовании направленного ответвителя в рефлектометре направленность ответвителя ограничивает наименьшее значение измеряемой неоднородности, поскольку указанная выше мощность и мощность, отраженная от испытуемого элемента, подключенного к плечу 3, суммируются в соответствии с

их фазами в плече 2. Направленность обычно составляет около 45—55 дБ.

Свойства направленных ответвителей чаще всего описываются матрицей рассеяния и далее будет использован именно такой метод.

3.1. Матрица рассеяния направленного ответвителя

Направленный ответвитель является восьмиполусным устройством с одним входным плечом, двумя взаимонезависимыми выходными плечами и одним плечом, развязанным от входного; все плечи ответвителя согласованы. Элементы матрицы рассеяния такого устройства определяются при использовании условия унитарности с учетом приведенных выше граничных условий, условий симметрии и обратимости.

Общая матрица рассеяния восьмиполусника имеет вид

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & S_{34} \\ S_{41} & S_{42} & S_{43} & S_{44} \end{bmatrix}, \quad (3.1)$$

где обозначения плеч соответствуют приведенным на рис. 3.1. Использование того обстоятельства, что одно из плеч развязано от входного плеча, позволяет записать

$$S_{12} = S_{21} = S_{34} = S_{43} = 0, \quad (3.2)$$

и матрица рассеяния может быть упрощена до

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & 0 & S_{13} & S_{14} \\ 0 & S_{22} & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} & 0 \\ S_{41} & S_{42} & 0 & S_{44} \end{bmatrix}. \quad (3.3)$$

Предположение о согласованности всех плеч приводит к тому, что

$$S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44}, \quad (3.4)$$

и матрица рассеяния принимает вид

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & S_{13} & S_{14} \\ 0 & 0 & S_{23} & S_{24} \\ S_{31} & S_{32} & 0 & 0 \\ S_{41} & S_{42} & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.5)$$

Поскольку направленный ответвитель является обратимым устройством, его матрица рассеяния должна быть симметричной относительно главной диагонали, так что

$$S_{13} = S_{31}; \quad S_{14} = S_{41}; \quad S_{23} = S_{32}; \quad S_{24} = S_{42}. \quad (3.6)$$

Это обстоятельство позволяет упростить матрицу рассеяния и использовать всего четыре элемента

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & S_{13} & S_{14} \\ 0 & 0 & S_{23} & S_{24} \\ S_{13} & S_{23} & 0 & 0 \\ S_{14} & S_{24} & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.7)$$

Для дальнейшего уменьшения числа элементов матрицы можно воспользоваться симметрией устройства. Если последнее полностью симметрично, то справедливы следующие соотношения:

$$S_{13} = S_{24}; \quad S_{14} = S_{23}. \quad (3.8)$$

В результате матрица рассеяния содержит всего две независимых переменных:

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & S_{13} & S_{14} \\ 0 & 0 & S_{14} & S_{13} \\ S_{13} & S_{14} & 0 & 0 \\ S_{14} & S_{13} & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

Для определения возможности физической реализации такого устройства применим к приведенной выше матрице условие унитарности, рассматривавшееся в гл. 1,

$$\bar{S}(\bar{S}^*)^T = I, \quad (3.10)$$

которое предполагает отсутствие потерь в устройстве.

Раскрывая это уравнение и выражая его через принятые здесь переменные, получим

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & S_{13} & S_{14} \\ 0 & 0 & S_{14} & S_{13} \\ S_{13} & S_{14} & 0 & 0 \\ S_{14} & S_{13} & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 & S_{13}^* & S_{14}^* \\ 0 & 0 & S_{14}^* & S_{13}^* \\ S_{13}^* & S_{14}^* & 0 & 0 \\ S_{14}^* & S_{13}^* & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.11)$$

откуда

$$|S_{13}|^2 + |S_{14}|^2 = 1, \quad S_{13}S_{14}^* + S_{14}S_{13}^* = 0. \quad (3.12), (3.13)$$

Уравнение (3.12) удовлетворяет закону сохранения энергии, а из (3.13) следует, что одним из возможных решений для соответствующей пары плеч является

$$S_{13} = \alpha, \quad S_{14} = j\beta, \quad (3.14), (3.15)$$

где α и β представляют собой действительные числа.

Матрица симметричного направленного ответвителя, таким образом, приобретает вид

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \alpha & j\beta \\ 0 & 0 & j\beta & \alpha \\ \alpha & j\beta & 0 & 0 \\ j\beta & \alpha & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.16)$$

что указывает на полное согласование всех плеч направленного ответвителя. Важным свойством симметричного устройства является сдвиг фаз 90° между выходными колебаниями его двух выходных плеч.

3.2. Гибридные устройства

Трехдвухплечные гибридные устройства составляют отдельный класс направленных ответвителей. Они характеризуются делением входной мощности поровну между плечами 3 и 4. На самом деле симметричный направленный ответвитель с переходным ослаблением 3 дБ также представляет собой гибридное устройство. Два возможных вида таких гибридных устройств представлены на рис. 3.2а и б.

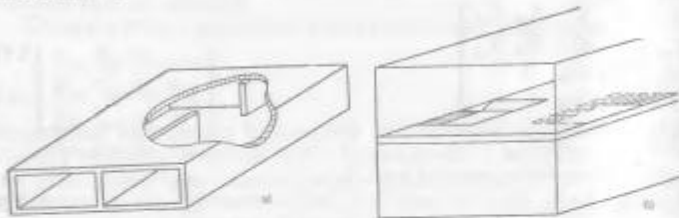


Рис. 3.2. Волноводное гибридное устройство с сочленением: а — по боковой стенке; б — по верхней стенке

Матрицы рассеяния этих гибридных устройств могут быть получены из (3.7), в которое необходимо ввести соответствующие условия симметрии. Щелевой гибридный мост, показанный на рис. 3.2а, обладает рассмотренной выше симметрией, так что к нему применимо (3.16), в котором $\alpha = \beta = 0,707$:

$$\bar{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & j \\ 0 & 0 & j & 1 \\ 1 & j & 0 & 0 \\ j & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

Класс гибридных устройств с другими симметричными свойствами составляют так называемые «магические Т-мосты» (рис. 3.3). Симметрия, свойственная конструкции, приведенной на рис. 3.3а, становится понятной из рассмотрения симметрии полей в плоскостях H и E в месте сочленения (рис. 3.4а и б).

Т-сочленение в плоскости H характеризуется наличием синфазных волн в обоих волноводах, так что

$$S_{13} = S_{14} = 1/\sqrt{2} \quad (3.18)$$

должно быть подставлено в (3.7) при условии, что плечо 1 нагружено на согласованную нагрузку. В Т-сочленении в плоскости E

волны в волноводах находятся в противофазе и поэтому

$$S_{23} = -S_{24} = 1/\sqrt{2} \quad (3.19)$$

следует подставить в (3.7) снова при условии, что плечо 2 нагружено на согласованную нагрузку.

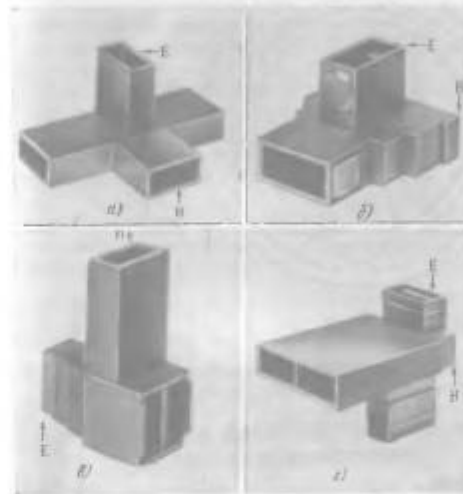


Рис. 3.3. Волноводные гибридные устройства типа «магическое Т»: а — «магическое Т»; б — Т-сочленение в плоскости H ; в — Т-сочленение в плоскости E ; г — смешанное Т-сочленение в плоскости H . В Т-сочленениях в плоскости H возбуждение со стороны плеча E вызывает противофазные колебания в коллинеарных плечах; возбуждение со стороны плеча H вызывает синфазные колебания в коллинеарных плечах. В Т-сочленении в плоскости E возбуждение со стороны плеча E вызывает синфазные колебания в коллинеарных плечах; возбуждение со стороны плеча H вызывает противофазные колебания в коллинеарных плечах.

Таким образом, окончательный вид матрицы рассеяния Т-образного сочленения будет

$$\bar{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

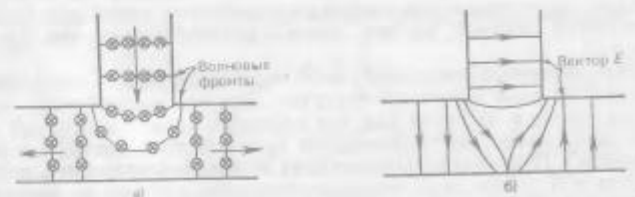


Рис. 3.4. Связь в простом Т-сочленении: а — в плоскости H ; б — в плоскости E

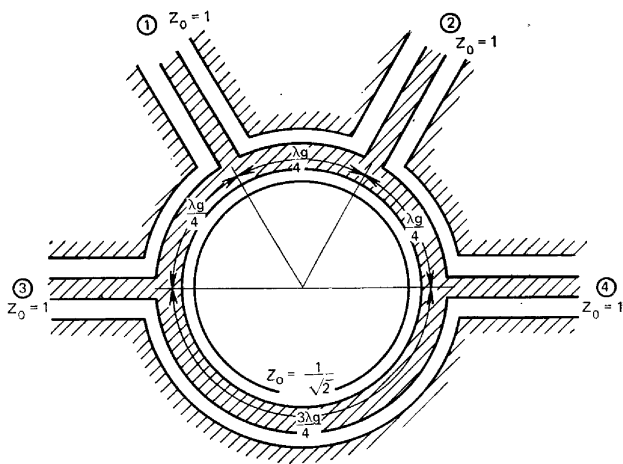


Рис. 3.5. Коаксиальное гибридное кольцо

Эта же матрица применима и для коаксиального кольцевого гибридного устройства, схематически приведенного на рис. 3.5.

3.3. Четные и нечетные виды колебаний в направленных ответвителях

Обычно дополнительная информация о поведении устройств может быть получена из собственных значений матрицы рассеяния. Они представляют собой коэффициенты отражения от сочленения цепи, соответствующие четырем возможным способам возбуждения цепи, при которых в любом из плеч будут наблюдаться указанные коэффициенты отражения. Однако в случае симметричного направленного ответвителя часто используется линейная комбинация коэффициентов отражения и передачи четных и нечетных видов колебаний. Возбуждение четных видов колебаний обеспечивается подачей синфазных волн одинаковых амплитуд на плечи 1 и 2 цепи, в то время как возбуждение нечетных видов колебаний достигается подачей на эти плечи противофазных волн (рис. 3.6а и б).

При указанных двух видах возбуждения плоскость симметрии для четного вида колебаний содержит пучность напряжения («холостой ход»), в то время как для нечетного вида колебаний в плоскости симметрии располагается пучность тока («короткое замыкание»). При этом восьмиполосник можно анализировать, представляя его в виде двух четырехполосников, каждый из которых характеризуется своим видом колебаний.

Далее элементы матрицы рассеяния будут представлены через параметры четных и нечетных видов колебаний. Это может быть достигнуто поочередным рассмотрением поведения направленного ответвителя при возбуждении каждым из наборов волн, соответствующих четным и нечетным видам колебаний, и построению по ним выходных колебаний.

При возбуждении колебаниями четного вида зависимость между входными и выходными параметрами направленного ответвителя приобретает вид

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{11} & S_{14} & S_{13} \\ S_{13} & S_{14} & S_{11} & S_{12} \\ S_{14} & S_{13} & S_{12} & S_{11} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1/2 \\ 1/2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

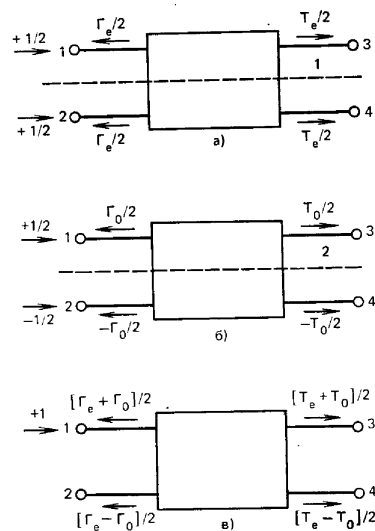


Рис. 3.6. Схема направленного ответвителя, возбуждаемого четным видом колебаний (а); нечетным видом колебаний (б) и возбуждаемого одним колебанием (в):
1 — плоскость полного магнитного отражения;
2 — плоскость полного электрического отражения

Приведенная выше матрица рассеяния предполагает, что устройство — обратимое и симметричное; никаких предположений относительно граничных условий идеального ответвителя, однако, не принимается. Разложение этой матрицы приводит к

$$b_1 = (S_{11} + S_{12})/2, \quad b_2 = (S_{11} - S_{12})/2, \quad (3.22), (3.23)$$

$$b_3 = (S_{13} + S_{14})/2, \quad b_4 = (S_{13} - S_{14})/2. \quad (3.24), (3.25)$$

Теперь для каждого волновода можно определить коэффициенты отражения и передачи при четном виде колебаний:

$$\Gamma_{\text{чет}} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{b_2}{a_2} = S_{11} + S_{12}, \quad \tau_{\text{чет}} = \frac{b_3}{a_1} = \frac{b_4}{a_2} = S_{13} + S_{14}, \quad (3.26), (3.27)$$

где $\Gamma_{\text{чет}}$ и $\tau_{\text{чет}}$ — коэффициенты отражения и передачи соответственно. Поскольку связь между волноводами при этом наборе падающих волн отсутствует, то связанные волноводы могут быть заменены одним волноводом с картинкой поля, соответствующей четному виду колебаний.

При возбуждении цепи колебаниями нечетного вида зависимость выходных параметров от входных приобретает вид

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} & S_{14} \\ S_{12} & S_{11} & S_{14} & S_{13} \\ S_{13} & S_{14} & S_{11} & S_{12} \\ S_{14} & S_{13} & S_{12} & S_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/2 \\ -1/2 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.28)$$

Поэтому

$$b_1 = (S_{11} - S_{12})/2, \quad b_2 = (-S_{11} + S_{12})/2, \quad (3.29), \quad (3.30)$$

$$b_3 = (S_{13} - S_{14})/2, \quad b_4 = (-S_{13} + S_{14})/2. \quad (3.31), \quad (3.32)$$

В этом случае коэффициенты отражения и передачи для каждого волновода выражаются

$$\Gamma_{\text{нечет}} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{b_2}{a_2} = S_{11} - S_{12}, \quad (3.33)$$

$$\tau_{\text{нечет}} = \frac{b_3}{a_1} = \frac{b_4}{a_2} = S_{13} - S_{14}. \quad (3.34)$$

И здесь также коэффициенты отражения и передачи одинаковы для каждой из волноводных секций, так что восьминолюсная цепь снова может быть заменена на четырехполюсную для этого вида возбуждения. Приведенные решения можно скомбинировать, в результате чего окажется

$$S_{11} = (\Gamma_{\text{чет}} + \Gamma_{\text{нечет}})/2, \quad S_{12} = (\Gamma_{\text{чет}} - \Gamma_{\text{нечет}})/2, \quad (3.35), \quad (3.36)$$

$$S_{13} = (\tau_{\text{чет}} + \tau_{\text{нечет}})/2, \quad S_{14} = (\tau_{\text{чет}} - \tau_{\text{нечет}})/2. \quad (3.37), \quad (3.38)$$

Полученный результат показывает, что можно определить граничные условия для идеального направленного ответвителя одним из двух следующих способов.

Первый способ предусматривает, что коэффициенты отражения при возбуждении четными и нечетными видами колебаний одинаковы и равны нулю, в то время как коэффициенты передачи различны. Такие граничные условия приводят к матрице рассеяния идеального направленного ответвителя, определенной (3.9):

$$S_{11} = 0, \quad S_{12} = 0, \quad (3.39), \quad (3.40)$$

$$S_{13} = (\tau_{\text{чет}} + \tau_{\text{нечет}})/2, \quad S_{14} = (\tau_{\text{чет}} - \tau_{\text{нечет}})/2. \quad (3.41), \quad (3.42)$$

Второй способ, также удовлетворяющий определению направленного ответвителя, соответствует случаю, когда коэффициенты отражения и передачи $\Gamma_{\text{чет}} = -\Gamma_{\text{нечет}}$ и $\tau_{\text{чет}} = \tau_{\text{нечет}}$. При этом

$$S_{11} = 0, \quad S_{12} = \Gamma_{\text{чет}}, \quad S_{13} = \tau_{\text{чет}}, \quad S_{14} = 0. \quad (3.43), \quad (3.44), \quad (3.45), \quad (3.46)$$

Такой тип направленного ответвителя известен под названием обратного ответвителя.

3.4. Работа ответвителя при сочленении по боковой и верхней стенкам

Введенные выше параметры при возбуждении четными и нечетными видами колебаний будут теперь использованы для иллюстрации конструкций ответвителя с гибридными сочленениями по боковой и верхней стенкам волновода (см. рис. 3.2). Для этого необходимо определить картины полей для каждой конструкции при возбуждении колебаниями четного и нечетного вида и определить постоянные распространения волн. Возможная картина поля при гибридном сочленении по боковой стенке представлена на рис. 3.7а и б. Приведенное распределение полей показывает, что в

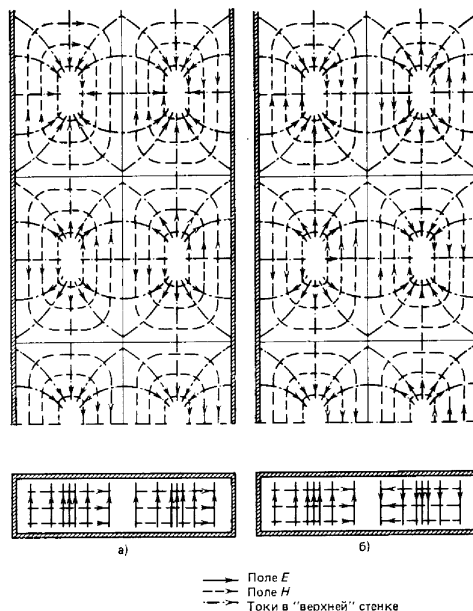


Рис. 3.7. Картина распределения поля в гибридном устройстве с сочленением по боковой стенке при возбуждении четными колебаниями (а) и нечетными колебаниями (б)

плоскости симметрии связанного волновода может быть установлено полное электрическое отражение, если возбуждение производится колебаниями четного вида. При возбуждении колебаниями нечетного вида в этом месте может быть введено полное магнитное

отражение. Таким образом, следует решить две граничные задачи, заключающиеся в наличии двух прямоугольных волноводов с размером по широкой стенке, равным a , одна из боковых стенок которых заменена устройством, обеспечивающим либо полное электрическое, либо полное магнитное отражение. К счастью, нет необходимости непосредственно решать эти две задачи, поскольку картина поля для этих двух случаев соответствует волнам TE_{10} и TE_{20} в волноводе вдвое большей ширины, коэффициенты передачи которых составляют

$$\tau_{чет} = e^{-j \frac{2\pi L}{\lambda_{g чет}}}, \tau_{нечет} = e^{-j \frac{2\pi L}{\lambda_{g нечет}}}, \quad (3.47), (3.48)$$

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_{g чет}}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2a}\right)^2, \left(\frac{2\pi}{\lambda_{g нечет}}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2a}\right)^2. \quad (3.49), (3.50)$$

В приведенных выше уравнениях через L обозначена длина щели связи, а размер широкой стенки волновода обозначен через a . Элементы матрицы рассеяния направленного ответвителя теперь можно, используя (3.39)–(3.42), переписать в виде

$$S_{11} = 0, \quad (3.51)$$

$$S_{12} = 0, \quad (3.52)$$

$$S_{13} = \frac{\tau_{чет} + \tau_{нечет}}{2} = \frac{e^{-j2\pi L/\lambda_{g чет}} + e^{-j2\pi L/\lambda_{g нечет}}}{2}, \quad (3.53)$$

$$S_{14} = \frac{\tau_{чет} - \tau_{нечет}}{2} = \frac{e^{-j2\pi L/\lambda_{g чет}} - e^{-j2\pi L/\lambda_{g нечет}}}{2}. \quad (3.54)$$

Вынося за скобки общий множитель

$$e^{-j \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda_{g чет}} + \frac{2\pi}{\lambda_{g нечет}} \right) L}, \quad (3.55)$$

получим

$$S_{11} = 0, \quad (3.56)$$

$$S_{12} = 0, \quad (3.57)$$

$$S_{13} = \cos \left(\frac{\pi L}{\lambda_{g чет}} - \frac{\pi L}{\lambda_{g нечет}} \right) e^{-j \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda_{g чет}} + \frac{2\pi}{\lambda_{g нечет}} \right) L}, \quad (3.58)$$

$$S_{14} = -j \sin \left(\frac{\pi L}{\lambda_{g чет}} - \frac{\pi L}{\lambda_{g нечет}} \right) e^{-j \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda_{g чет}} + \frac{2\pi}{\lambda_{g нечет}} \right) L}, \quad (3.59)$$

Можно отметить, что окончательный результат удовлетворяет условию унитарности (3.12), (3.13).

Полученный результат показывает, что перенос энергии из одного волновода в другой носит периодический характер. В трех-

дцатибильном гибридном устройстве $S_{13} = S_{14} = 0,707$ и длина щели связи может быть определена из соотношения

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_{g чет}} - \frac{2\pi}{\lambda_{g нечет}} \right) L = \frac{\pi}{2}. \quad (3.60)$$

Аналогичный ход рассуждений применим и к гибричному устройству при сочленении по верхней стенке. Различие в этом случае заключается в том, что картины поля при возбуждении колебаниями

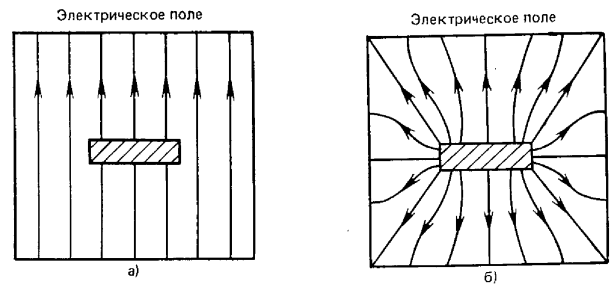


Рис. 3.8. Картина распределения поля в гибридном устройстве с сочленением по верхней стенке при возбуждении четными колебаниями (а) и нечетными колебаниями (б)

ми четного и нечетного вида, показанные на рис. 3.8а и б, теперь соответствуют ТЕМ волне в коаксиальной линии передачи и волне TE_{10} в волноводе.

3.5. Теория собственных значений гибридного устройства при сочленении по боковой стенке

Обычно анализ симметричных направленных ответвителей производится с использованием переменных при возбуждении четными и нечетными видами колебаний. Тем не менее анализ с использованием собственных значений также может быть применен. Рассмотрим, например, трехдцатибильное гибридное устройство при сочленении по боковой стенке, приведенное на рис. 3.2а и описываемое (3.16). Характеристическое уравнение гибридного устройства при сочленении по боковой стенке имеет вид

$$\begin{bmatrix} -s_n & 0 & 0,707 & j0,707 \\ 0 & -s_n & j0,707 & 0,707 \\ 0,707 & j0,707 & -s_n & 0 \\ j0,707 & 0,707 & 0 & -s_n \end{bmatrix} = 0. \quad (3.61)$$

Раскрывая этот определитель, получим

$$s_n^4 + 1 = 0, \quad (3.62)$$

а корнями характеристического уравнения являются

$$s_1 = e^{+j45}, s_2 = e^{-j45}, \quad (3.63), (3.64)$$

$$s_3 = -e^{+j45}, s_4 = -e^{-j45} \quad (3.65), (3.66)$$

Образуя уравнение собственных значений $SU_n = s_n U_n$ для каждого из этих собственных значений, получим собственные векторы в виде

$$\bar{U}_1 = \frac{1}{\sqrt{4}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \bar{U}_2 = \frac{1}{\sqrt{4}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \\ -1 \end{bmatrix}, \quad (3.67), (3.68)$$

$$\bar{U}_3 = \frac{1}{\sqrt{4}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ -1 \\ -1 \end{bmatrix}, \bar{U}_4 = \frac{1}{\sqrt{4}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (3.69), (3.70)$$

Применяя эти собственные векторы поочередно к гибричному устройству рис. 3.2а, получим собственные двухполюсники, показанные на рис. 3.9. Эти двухполюсники совпадают с плоскостями полных электрических и магнитных отражений во всех возможных

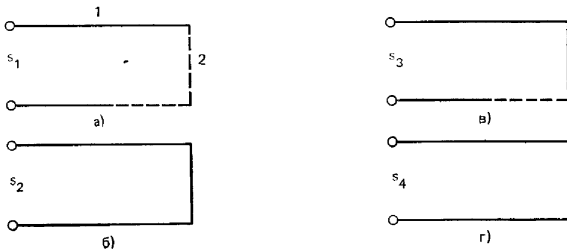


Рис. 3.9. Собственные двухполюсники гибридного устройства при сочленении по боковой стенке: 1 — плоскость полного электрического отражения; 2 — плоскость полного магнитного отражения

комбинациях вдоль плоскостей симметрии. Матрица рассеяния устройства теперь может быть получена путем ее диагонализации при использовании (1.42)

$$S_{11} = (s_1 + s_2 + s_3 + s_4)/4, S_{12} = (s_1 - s_2 + s_3 - s_4)/4, \quad (3.71), (3.72)$$

$$S_{13} = (s_1 + s_2 - s_3 - s_4)/4, S_{14} = (s_1 - s_2 - s_3 + s_4)/4. \quad (3.73), (3.74)$$

Из рассмотрения собственных двухполюсников (рис. 3.9) или используя собственные значения, определенные (3.63) — (3.66), получим

$$S_{11} = 0, S_{12} = 0, \quad (3.75), (3.76)$$

$$S_{13} = (s_1 + s_2)/2 = 1/\sqrt{2}, S_{14} = (s_1 - s_2)/2 = j/\sqrt{2}, \quad (3.77), (3.78)$$

что согласуется с (3.16) и (3.39) — (3.42).

Описание симметричного направленного ответвителя с помощью четных и нечетных видов колебаний соответствует описанию с помощью собственных значений и дополняется тем изображением, что собственные двухполюсники (рис. 3.9б и г) способны поддерживать колебания типа TE_{10} , в то время как двухполюсники (рис. 3.9а и в) — колебания типа TE_{20} .

3.6. Многоплечий направленный ответвитель

Полоса пропускания направленного ответвителя может быть расширена с помощью периодической связи между волноводами разнообразными способами. Одна из таких конструкций приведена на рис. 3.10. Схемы с возбуждением четными и нечетными видами колебаний, пригодные для анализа этого сложного многополюсника, приведены на рис. 3.11а и б. Поскольку эти схемы, часто встречающиеся в теории фильтров, являются схемами лестничного типа, сопротивления и проводимости их плеч тесно связаны с подобными параметрами фильтров. Коэффициенты связи многоплечей конструкции с биномиальным распределением связи приведены на рис. 3.12.

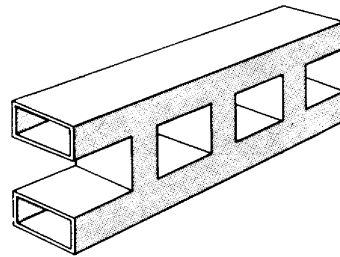


Рис. 3.10. Схематическое изображение многоплечевого направленного ответвителя

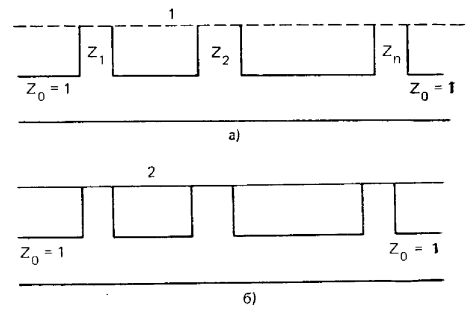


Рис. 3.11. Схема многоплечевого направленного ответвителя для четного вида колебаний (а) и для нечетного вида колебаний (б): 1 — плоскость полного магнитного отражения; 2 — плоскость полного электрического отражения

$Z_0 = 1$		$Z_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$		$Z_0 = 1$	
$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$
$Z_0 = 1$	$Z_0 = 2,414$	$Z_0 = \sqrt{2}$	$Z_0 = 2,414$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$
$Z_0 = 1$	$Z_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$Z_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$
$Z_0 = 1$	$Z_0 = 2,414$	$Z_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$Z_0 = 2,414$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$
$Z_0 = 1$	$Z_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$Z_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$
$Z_0 = 1$	$Z_0 = 0,426$	$Z_0 = 0,184$	$Z_0 = 0,184$	$Z_0 = 0,426$	$Z_0 = 1$
$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$	$Z_0 = 1$

Рис. 3.12. Карта сопротивлений многоплечевого направленного ответвителя

Упражнения

1. Определить собственные значения для трехдецибелных гибридных устройств, описываемых (3.17) и (3.20).
2. Определить диаграмму собственных значений трехдецибелного гибридного устройства, для которого справедливо условие $S_{11} = (s_1 + s_2 + s_3 + s_4)/4 = 0$.
3. Показать, что матрица рассеяния гибридного устройства типа «магического Т», представленная уравнением (3.20), удовлетворяет условию унитарности.
4. Определить волны на выходе трехдецибелного гибридного устройства при его возбуждении со стороны плеча 1 и замкнутых плеч 3 и 4.
5. Показать, что возбуждение «магического Т» со стороны плеч 3 и 4 колебаниями, сдвинутыми по фазе относительно друг друга на 90°, вызывает подобные колебания на выходе плеч 1 и 2.
6. Определить длину щели связи трехдецибелного гибридного устройства с сочленением по верхней стенке на частоте 9 ГГц при волноводах с сечением $22,8 \times 10,18$ мм в предположении, что постоянные распространения волны на четных и нечетных видах колебаний соответствуют волнам типа ТЕМ и TE₁₀.
7. Определить длину щели связи трехдецибелного гибридного устройства с сочленениями по боковой стенке на частоте 9 Гц, в котором используются волноводы с сечением $22,8 \times 10,18$ мм.
8. Показать, что расположение отверстий связи через четверть длины волны в направленном ответвителе с двумя отверстиями связи вызывает сведение

к минимуму мощности, проходящей в обратном направлении, и обеспечивает максимум мощности, отвечающей в прямом направлении. Для измерения параметров цепи, отражения которой составляют 20 дБ, используется направленный ответвитель с направленностью 45 дБ. Определить пульсации в измеренных отражениях, вызванные тем, что направленность — конечная величина.

Глава 4

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ СОПРОТИВЛЕНИЙ И ВИДОВ КОЛЕБАНИЙ

В технике СВЧ используются линии передачи различных типов, каждая из которых отличается своими характеристиками распространения волны и своим волновым сопротивлением. Как правило, в системе используются линии передачи нескольких типов, так что значительная часть усилий затрачивается на разработку переходов между линиями с различными видами колебаний и разными волновыми сопротивлениями. Линии передачи различных типов показаны на рис. 4.1, где также представлены и картины распределения поля основного вида колебаний. В настоящей главе приводится краткое описание теории ступенчатых трансформаторов сопротивлений, а также описание преобразователей видов колебаний, вращающихся переходов и согласованных нагрузок. Принцип действия этих устройств основан на использовании свойств четвертьволновых отрезков линии передачи.

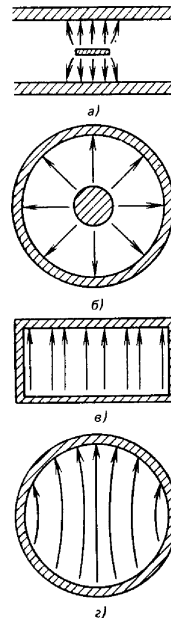


Рис. 4.1. Типичные линии передачи: а — полосковая линия; б — коаксиальная линия; в — прямоугольный волновод; г — круглый волновод

нять с помощью матрицы рассеяния четырехполюсника, имеющего нагрузку с коэффициентом отражения S_H . Запишем уравнение

$$S'_{11} = S_{11} + \frac{S_{21}^2 S_H}{1 - S_{11} S_H} \quad (4.1)$$

которое получается за счет приравнивания a_2 к $S_H b_2$ при образовании отношения b_1/a_1 , где S_H задается выражением

$$S_H = \frac{Z_H - Z_0}{Z_H + Z_0} \quad (4.2)$$

В однородной линии передачи без потерь

$$S_{11} = 0, \quad S_{21} = e^{-j\theta} \quad (4.3), (4.4)$$

Таким образом, на входных зажимах четырехполюсника

$$S'_{11} = S_H e^{-j2\theta} \quad (4.5)$$

Для входного сопротивления цепи справедливо

$$\frac{Z_{вх}}{Z_0} = \frac{1 + S'_{11}}{1 - S'_{11}} \quad (4.6)$$

откуда

$$\frac{Z_{вх}}{Z_0} = \frac{Z_H \cos \theta + j Z_0 \sin \theta}{j Z_H \sin \theta + Z_0 \cos \theta} \quad (4.7)$$

Приравнявая $\theta = \pi/2$, будем иметь

$$Z_{вх} Z_H = Z_0^2 \quad (4.8)$$

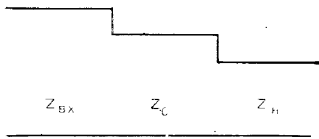


Рис. 4.2. Схема четвертьволнового трансформатора сопротивлений

Полученный результат показывает, что подобный четвертьволновый отрезок линии передачи может быть использован в качестве трансформатора сопротивлений нагрузки Z_H и входа $Z_{вх}$. Схема такого трансформатора сопротивлений приведена на рис. 4.2.

4.2. Ступенчатые трансформаторы сопротивлений

Расширить полосу пропускания одиночного четвертьволнового трансформатора сопротивлений, обеспечивающего согласование между двумя устройствами с различными волновыми сопротивлениями, можно включением нескольких таких трансформаторов сопротивлений последовательно, как показано на рис. 4.3. В случае малого перепада сопротивлений между соседними секциями при расчете коэффициента отражения от устройства в целом взаимодействием между секциями можно пренебречь. Используя обозначения, принятые на рис. 4.3, полный коэффициент отражения от трансформатора можно приближенно представить в виде

$$S = S_1 + S_2 e^{-j2\theta} + S_3 e^{-j4\theta} + \dots + S_n e^{-j2(n-1)\theta} \quad (4.9)$$

где коэффициент отражения от i -й ступеньки имеет обычный вид

$$S_i = \frac{Z_{i+1} - Z_i}{Z_{i+1} + Z_i} \quad (4.10)$$

В последующем рассмотрении полный коэффициент отражения удобнее относить к середине трансформатора, а не к его входным зажимам

$$S_{11} = S e^{j(n-1)\theta} = S_1 e^{j(n-1)\theta} + S_2 e^{j(n-3)\theta} + \dots + S_n e^{-j(n-1)\theta} \quad (4.11)$$

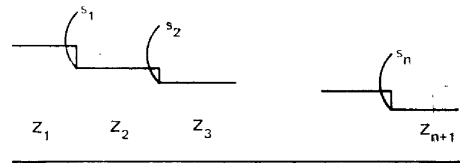


Рис. 4.3. Схема многоступенчатого трансформатора сопротивлений

Если ступени трансформатора сделать симметричными относительно середины трансформатора, то $S_1 = S_n, S_2 = S_{n-1}$ и т. д. В этом случае предыдущее уравнение запишется:

$$S_{11} = S_1 \cos(n-1)\theta + S_2 \cos(n-3)\theta + S_3 \cos(n-5)\theta + \dots + S_{n/2} \cos \theta \quad (4.12)$$

$$S_{11} = S_1 \cos(n-1)\theta + S_2 \cos(n-3)\theta + \dots + S_{(n-1)/2} \cos 2\theta + S_{(n+1)/2} \quad (4.13)$$

Теперь можно приступить к оптимизации коэффициента отражения от трансформатора, выбирая соответствующие значения S_i . Две классические конфигурации трансформаторов получаются в результате приравнивания отдельных коэффициентов отражения либо биному, либо полиному Чебышева.

Выбирая в качестве примера полином Чебышева и выражая S_{11} через S_{21} , получим

$$|S_{11}|^2 = 1 - |S_{21}|^2 \quad (4.14)$$

где

$$|S_{21}|^2 = \frac{1}{1 + \epsilon^2 T_{n-1}^2(x)} \quad (4.15)$$

Таким образом,

$$S_{11} \approx \epsilon T_{n-1}(x) \quad (4.16)$$

где ϵ — уровень пульсаций, определенный рис. 4.4, и $T_n(x)$ — функция Чебышева; определяемая в виде

$$T_n(x) = \cos(n \cos^{-1} x) \quad \text{при } |x| \leq 1, \quad (4.17)$$

$$T_n(x) = \text{ch}(n \text{ch}^{-1} x) \quad \text{при } |x| \geq 1. \quad (4.18)$$

Первые несколько членов этого ряда имеют вид

$$T_0(x) = 1, \quad T_1(x) = x, \quad (4.19), (4.20)$$

$$T_2(x) = 2x^2 - 1, \quad T_3(x) = 4x^3 - 3x \quad (4.21), (4.22)$$

и

$$T_{n+1}(x) = 2xT_n(x) - T_{n-1}(x), \quad (4.23)$$

где

$$x = \frac{\cos \theta}{\cos \theta_1}. \quad (4.24)$$

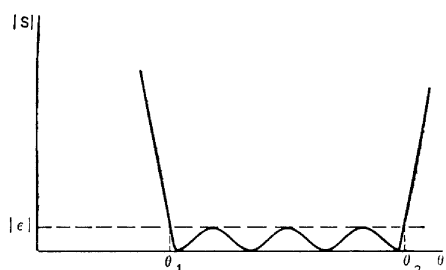


Рис. 4.4. Частотная характеристика чебышевского трансформатора сопротивлений при $n=5$

Переменные, зависящие от частоты θ и θ_1 определяются как

$$\theta = \pi(1 + \delta), \quad \theta_1 = \pi(1 + \delta_1)/2, \quad (4.25), (4.26)$$

где

$$\delta = (\omega - \omega_0)/\omega_0, \quad \delta_1 = (\omega_1 - \omega_0)/\omega_0. \quad (4.27), (4.28)$$

Здесь ω_0 — центральная частота рабочего диапазона трансформатора, $\omega_{1,2}$ — крайние частоты рабочего диапазона и ω — текущая частота.

Расчет заключается в записи (4.12) и (4.13) в виде полиномов от x и приравнении коэффициентам уравнения (4.16). Это осуществляется заменой $\cos \theta$ на $\cos \theta_1$ в (4.12) и (4.13) и введением следующих тригонометрических выражений:

$$\cos \theta = x \cos \theta_1, \quad \cos 2\theta = 2x^2 \cos^2 \theta_1 - 1, \quad (4.29), (4.30)$$

$$\cos 3\theta = 4x^3 \cos^3 \theta_1 - 3x \cos \theta_1 \text{ и т. д.} \quad (4.31)$$

Зависимость между θ_1 , n , ϵ и коэффициентами отражения от отдельных ступенек трансформатора определяется (4.16). Для правильного согласования соседних сопротивлений или проводимостей необходимо, однако, введение еще одного дополнительного выражения, которое получится линейной комбинацией S при $\theta=0$

$$\sum_{i=1}^{n+1} S_i = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{Z_{n+1}}{Z_1} \right). \quad (4.32)$$

Для получения этого выражения члены S_i в (4.32) аппроксимируются следующим образом:

$$S_i = \frac{Z_{i+1} - Z_i}{Z_{i+1} + Z_i} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{Z_{i+1}}{Z_i} \right) = \frac{1}{2} (\ln Z_{i+1} - \ln Z_i). \quad (4.33)$$

Если, например, взять $n=3$, то (4.13) и (4.16) преобразуются к виду

$$2S_1(2x^2 \cos^2 \theta_1 - 1) + S_2 = \epsilon(2x^2 - 1). \quad (4.34)$$

Таким образом,

$$S_1 = \epsilon/2 \cos^2 \theta_1, \quad S_2 = \epsilon \left(\frac{1}{\cos^2 \theta_1} - 1 \right). \quad (4.35), (4.36)$$

Условие (4.32) приводит к

$$(2S_1 + S_2) = 1/2 [\ln(Z_4/Z_1)]. \quad (4.37)$$

Уровень пульсаций (неравномерности) задается, таким образом, параметром θ_1 , характеризующим широкополосность трансформатора, и отношением Z_4/Z_1 в виде

$$\epsilon(2/\cos^2 \theta_1 - 1) = 1/2 [\ln(Z_4/Z_1)]. \quad (4.38)$$

Если определенное из этого выражения значение пульсаций оказывается неудовлетворительным, расчет повторяется для $n=4$.

Сопротивления ступеней окончательно выражаются через S_1 и S_2 в виде

$$S_1 = S_3 = 1/2 [\ln(Z_4/Z_3)] = 1/2 [\ln(Z_2/Z_1)], \quad (4.39)$$

$$S_2 = 1/2 [\ln(Z_3/Z_2)]. \quad (4.40)$$

В качестве примера рассмотрим конструкцию двухсекционного ($n=3$) трансформатора, который должен обеспечить согласование между двумя линиями передачи с волновыми сопротивлениями 16,66 и 50 Ом (Z_1 и Z_4 соответственно) в полосе частот шириной 60%. При такой ширине полосы параметр θ_1 определяется из (4.26) и составляет $\theta_1 = 63^\circ$, а уровень пульсаций, согласно (4.38), при таком значении θ_1 составит $\epsilon = 0,063$. Подставляя полученные значения в (4.35) и (4.36), получим $S_1 = S_3 = 0,153$; $S_2 = 0,243$. Наконец, значения сопротивлений двух ступеней трансформатора определяются с помощью (4.39):

$$Z_2 = Z_1 [\text{антилогарифм}(2S_1)] = 22,62 \text{ Ом},$$

$$Z_3 = \frac{Z_4}{\text{антилогарифм}(2S_2)} = 36,82 \text{ Ом}.$$

Отметим, что полученное отношение Z_3/Z_2 удовлетворяет уравнению (4.40).

4.3. Согласованные оконечные нагрузки

В технике СВЧ часто возникает необходимость в качестве нагрузки линии передачи использовать оконечную нагрузку, обладающую тем же волновым сопротивлением, что и сама линия пе-

редачи. Одной из возможных коаксиальных конструкций такой нагрузки является показанная на рис. 4.5 и состоящая из поглощающей резистивной пленки, помещенной поперек коаксиальной линии перед короткозамыкающим поршнем. Принцип действия такой нагрузки легко понять из рассмотрения ее коэффициента отражения

$$S = \frac{Y_0 - Y_{вх}}{Y_0 + Y_{вх}}, \quad (4.41)$$

где $Y_{вх} = G + jY_0 \operatorname{ctg} \theta$. (4.42)

Приравнивая коэффициент отражения нулю для получения полного согласования оконечной нагрузки, получим

$$G = Y_0, \quad Y_0 \operatorname{ctg} \theta = 0. \quad (4.43), (4.44)$$

Отсюда $\theta = \pi/2$, что соответствует четвертьволновому отрезку линии между плоскостями резистивной пленки и короткозамыкающего поршня.

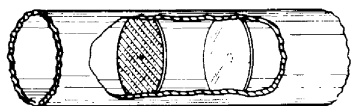


Рис. 4.5. Конструкция коаксиальной оконечной нагрузки с поглощающей шайбой

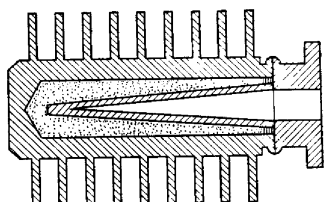


Рис. 4.6. Конструкция волноводной оконечной нагрузки

На рис. 4.6 представлена конструкция волноводной оконечной нагрузки, состоящей из клинообразного отрезка диэлектрического материала с заполнением порошкообразным железом, обладающим большими потерями, который постепенно вводится в волновод. При достаточной длине клинообразного отрезка поглощение СВЧ энергии будет происходить практически без отражений.

4.4. Вращающийся переход

Вращающиеся переходы СВЧ используются для связи неподвижной и подвижной частей радиолокационной установки. Действие вращающегося перехода основано на использовании отрезка линии передачи, в котором распространяется колебание с круговой симметрией и проводники которого разрезаны соответствующим способом, обеспечивающим возможность их движения относительно друг друга. Наиболее часто для построения вращающихся переходов используются ТЕМ колебания в коаксиальной линии и TM_{01} колебания в круглом волноводе, показанные на

рис. 4.7. Разрывы в линиях передачи электрически замыкуются бесконтактными дросселями или скользящими контактами.

В конструкции, показанной на рис. 4.8а, дроссельные отрезки установлены последовательно с зазором между вращающейся и неподвижной частями сочленения, так что малое сопротивление сосредоточено у входов этих двух зазоров. Входное сопротивление дроссельного отрезка определяется из (4.7), в котором сопротивление нагрузки Z_n следует принять равным бесконечности

Рис. 4.7. Колебания ТЕМ и TM_{01} с круговой симметрией

$$Z_{вх} = jZ_0 \operatorname{tg} \theta, \quad (4.45)$$

так что

$$Z_{вх} = 0 \text{ при } \theta = \pi/2, \quad (4.46)$$

что соответствует линии передачи длиной в четверть волны.

Поскольку такой дроссель обычно является частотно-зависимым элементом, часто используется двухступенчатое дроссельное сочленение, показанное на рис. 4.8б. В этом случае полуволновая

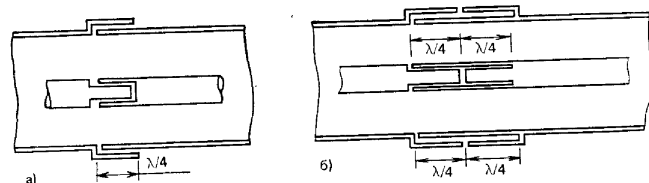
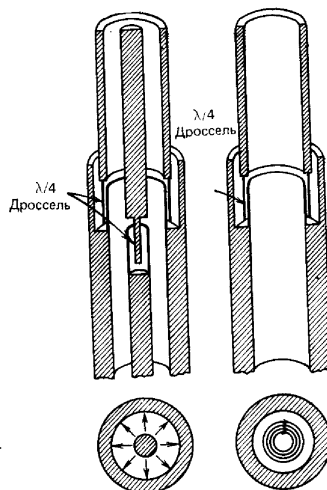
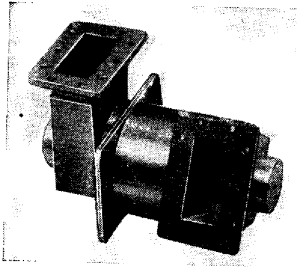


Рис. 4.8. Конструкция коаксиального вращающегося сочленения с одним четвертьволновым дросселем (а) и с двумя четвертьволновыми дросселями (б)

линия передачи осуществляет трансформацию оконечного короткого замыкания ко входным зажимам в местах зазоров. Поскольку в середине такого дросселя сопротивление равно бесконечности (холостой ход), то линии передачи могут быть разрезаны в





этих точках без нарушения распространения волны по основной линии передачи, что позволяет вращать одну часть линии относительно другой. Внешний вид вращающегося перехода приведен на рис. 4.9.

Рис. 4.9. Внешний вид промышленного образца вращающегося перехода

4.5. Преобразователи видов колебаний

В СВЧ устройствах часто используются линии передачи, по которым распространяются колебания разных видов, поэтому возникает необходимость построения преобразователей колебаний для связи между такими линиями передачи. Различные линии передачи показаны на рис. 4.1, в то время как на рис. 4.10 представлены некоторые высшие виды колебаний в круглом волноводе. Переходы между волноводами, по которым должны распространяться колебания основных видов, обычно состоят либо из линейных плавных переходов, либо представляют собой отрезки волновода длиной в четверть длины волны и с поперечным сечением, являющимся промежуточным между сечениями сочленяемых волноводов. Связь по высшим видам колебаний осуществляется с помощью зондов или петель, располагаемых в линии передачи в соответствии с картиной поля высшего вида колебаний.

На рис. 4.11 показан один важный переход с волновода на коаксиальную линию передачи. Короткозамыкающий поршень сводит это устройство к четырехполюснику. Отсутствие такого поршня привело бы к тому, что переход представлял бы собой шестиполюсную цепь. Можно отметить, что как длина коаксиального зонда, так и длина короткозамкнутого отрезка приблизительно равны четверти длины волны.

4.6. Перемещаемый короткозамыкатель

Устройство с регулируемым коротким замыканием представляет собой двухполюсную цепь, состоящую из отрезка линии передачи, нагруженного на перемещаемый короткозамыкающий поршень. Такие элементы находят широкое применение в качестве переменных реактивностей и как средства реализации идеальных плоскостей полных магнитного или электрического отражений при проведении СВЧ измерений и разработке СВЧ элементов. Сопротивление такого короткозамкнутого отрезка равно

$$Z_{вх} = jZ_0 \operatorname{tg} \theta, \quad (4.47)$$

54

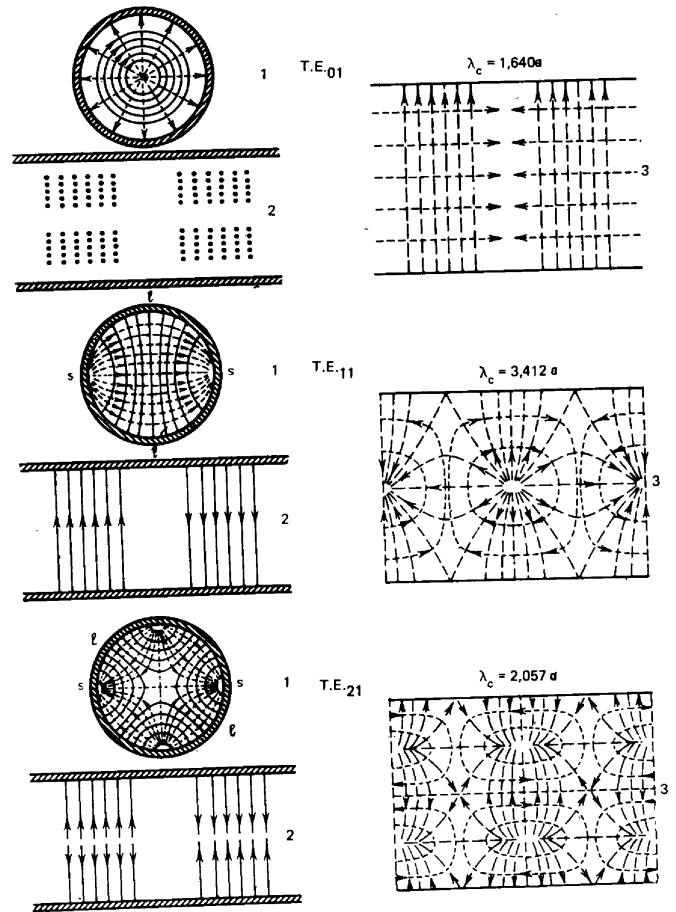


Рис. 4.10. Высшие виды колебаний в круглом волноводе: 1 — картина поля в поперечном сечении; 2 — картина поля в продольном сечении по плоскости $l-l$; 3 — картина поля на поверхности со стороны $s-s$

где

$$\theta = \frac{2\pi l}{\lambda_g}, \quad (4.48)$$

55

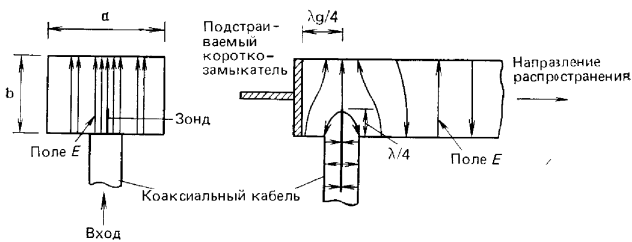


Рис. 4.11. Коаксиально-волноводный переход

l — расстояние от места короткого замыкания до плоскости отсчета и λ_g — длина волны в волноводе. Коэффициент отражения для этой цепи составляет

$$S_{11} = \frac{Z_{вх} - Z_0}{Z_{вх} + Z_0} \quad (4.49)$$

Комбинируя (4.47) и (4.49), получим

$$S_{11} = -e^{-j2\theta} \quad (4.50)$$

Таким образом, цепь обладает коэффициентом отражения, равным единице, при переменном фазовом угле. Именно такой вид принят в гл. 5.

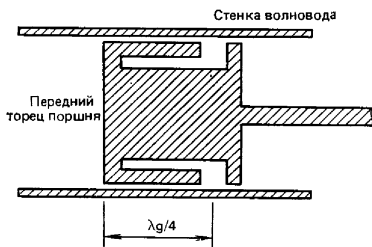


Рис. 4.12. Перемещаемый короткозамыкающий поршень в волноводе

Для обеспечения коэффициента отражения, близкого к единице, перемещаемый короткозамыкающий поршень часто снабжается пружинными контактами или дроссельными сочленениями, подобными используемым во вращающихся переходах. Примерная конструкция показана на рис. 4.12.

4.7. Четвертьволновая пластина

Горизонтальная и вертикальная линейные поляризации широко известны. Однако поляризацию этих видов можно считать частным случаем более общей эллиптической поляризации. Поляризация по часовой стрелке и против также может быть причислена к частному случаю эллиптической поляризации. Принцип круговой поляризации используют во многих элементах и устройствах, применяемых в технике СВЧ. Для преобразования линейно поляризованной волны в волну с круговой поляризацией

с необходимо разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие равной амплитуды и сдвинуть фазу одной составляющей на $\pm\pi/4$ рад относительно другой.

Обычный круговой поляризатор или четвертьволновая пластина состоит из листа диэлектрика, размещенного под углом $\pi/4$ рад к осям x и y круглого волновода, как показано на рис. 4.13. Если такой волновод возбуждается вертикальной поляризованной волной, то ее составляющие будут одна перпендикулярна, а вторая — параллельна плоскости диэлектрической пластины. Эти составляющие распространяются по волноводу с различными скоростями, которые мы обозначим через β_{\perp} и β_{\parallel} . Составляющая, распространяющаяся перпендикулярно плоскости пластины, остается существенно неизменной, в то время как составляющая, параллельная пластине при прохождении над пластиной, усиливается. Выходная волна приобретает круговую поляризацию при условии, что

$$(\beta_{\parallel} - \beta_{\perp})L = \pm\pi/4, \quad (4.51)$$

где L — длина пластины.

Четвертьволновая пластина представляет собой восьмиполосное устройство, матрица рассеяния которого выводится из схемы рис. 4.13

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -j \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -j & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.52)$$

При образовании этой матрицы предполагается, что цепь согласована, поэтому главная диагональ матрицы образована нулями;

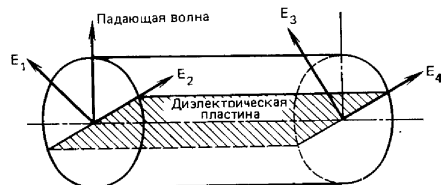


Рис. 4.13. Четвертьволновая пластина

что цепь — обратимая, поэтому матрица симметрична относительно главной диагонали; что все пары полюсов развязаны между собой, кроме 1 и 3 и 2 и 4, и что сдвиг фаз между парами полюсов 3 и 4 составляет $\pi/4$.

Если устройство возбуждается линейно поляризованной волной, плоскость поляризации которой находится под углом 45° относительно плеч 1 и 2, то выходные волны могут быть определены из

следующей зависимости между входными и выходными параметрами:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -j \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -j & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4.53)$$

откуда

$$b_1=0, b_2=0, b_3=1/\sqrt{2}, b_4=-j/\sqrt{2}. \quad (4.54), (4.55), (4.56), (4.57)$$

Таким образом, волна на выходе пар полюсов 3 и 4 оказывается обладающей круговой поляризацией в том смысле, что ее составляющие во времени и пространстве взаимно перпендикулярны.

Поворот диэлектрической пластины на 90° относительно положения, показанного на рис. 4.13, приведет к перемене местами S_{13} и S_{14} , и зависимость между входными и выходными параметрами приобретает вид

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -j & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -j & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4.58)$$

откуда

$$b_1=0, b_2=0, b_3=-j/\sqrt{2}, b_4=1/\sqrt{2}. \quad (4.59), (4.60), (4.61), (4.62)$$

Таким образом, волна с круговой поляризацией на выходе пар полюсов 3 и 4 в этом случае изменила направление на обратное. Если две четвертьволновые пластины установлены одна за другой, то падающая на первую пластину вертикально поляризованная волна преобразуется на входе второй пластины в волну с горизонтальной поляризацией. Однако каскадное включение двух пластин приведет к той же поляризации выходной волны, что и на входе.

Упражнения

1. Показать, что матрица, заданная уравнением (4.52), удовлетворяет условию унитарности.
2. Показать, что прохождение волны с круговой поляризацией через четвертьволновую пластину приводит к ее преобразованию в линейно поляризованную волну.
3. Вывести уравнение входного сопротивления двухступенчатого трансформатора сопротивлений, нагрузкой которого является Z_n .
4. Показать, что при $p=2$ биномиальный трансформатор характеризуется $Z_1 = Z_n^{1/2} Z_0^{3/4}$, $Z_2 = Z_n^{3/4} Z_0^{1/4}$.
5. Рассчитать двухступенчатый трансформатор сопротивлений для согласования линии передачи с волновым сопротивлением 50 Ом с линией, обладающей волновым сопротивлением 5 Ом, в полосе частот шириной 10%.
6. Проверить удовлетворение уравнениями (4.19) — (4.22) требованиям уравнения (4.23).

Глава 5

ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНЫЕ ЦЕПИ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ И АТТЕНУАТОРОВ

Идеальным фазовращателем является четырехполюсник с единичной функцией передачи и механически или электронно регулируемой фазой. Такое определение фазовращателя соответствует следующей матрице рассеяния:

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-j\theta} \\ e^{-j\theta} & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.1)$$

Идеальным аттенуатором является четырехполюсник с нулевым сдвигом фазы и механически или электронно регулируемым затуханием. Матрица рассеяния такой цепи имеет вид

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-\alpha} \\ e^{-\alpha} & 0 \end{bmatrix}. \quad (5.2)$$

Оба приведенные выше определения предполагают, что цепи — обратимые и идеально согласованные. Однако, как будет показано далее, фазовращатели и переменные аттенуаторы независимо могут быть реализованы с помощью ферритовых устройств. В настоящем рассмотрении будут описаны три различных способа выполнения каждого из этих устройств. Описываемые здесь устройства включают некалиброванные волноводные элементы, пригодные для подстройки фазы и амплитуды колебаний, аттенуаторы и фазовращатели для высоких уровней мощности с использованием гибридных сочленений и стандарты фазы и затухания с резистивными и диэлектрическими роторными пластинами в круглых волноводах.

5.1. Некалиброванные волноводные фазовращатели и аттенуаторы

В простых механических волноводных фазовращателях (рис. 5.1) и аттенуаторах (рис. 5.2) используется перемещаемая внутри волновода диэлектрическая или поглощающая пластина. Диэлектрическая пластина вызывает задержку по фазе проходящего колебания, зависящую от положения пластины относительно волновода. Потери, вносимые поглощающей пластиной, также зависят от положения пластины относительно волновода.

При необходимости работа этих устройств может быть проанализирована рассмотрением условий поперечного резонанса в каждой волноводной конфигурации. Однако калибровка подобных устройств почти никогда не требуется и анализ производится построением матрицы $ABCD$ для каждой из трех областей волновода с последующим их перемножением для получения общей матрицы, на которую накладываются граничные условия, существ-

вующие у стенок волновода. В результате получается трансцендентное уравнение, из которого определяется либо θ , либо α для подстановки в (5.1) и (5.2).



Рис. 5.1. Поперечное сечение волноводного фазовращателя с диэлектрической пластиной

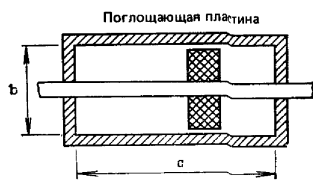


Рис. 5.2. Поперечное сечение волноводного аттенюатора с поглощающей пластиной

Общая $ABCD$ -матрица определяется как

$$\begin{bmatrix} A & jB \\ jC & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & jB_1 \\ jC_1 & D_1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_2 & jB_2 \\ jC_2 & D_2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_3 & jB_3 \\ jC_3 & D_3 \end{bmatrix}, \quad (5.3)$$

где $ABCD$ определяет связь между полями у двух стенок волновода

$$\begin{bmatrix} E_{y1} \\ H_{x1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & jB \\ jC & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{y3} \\ H_{x3} \end{bmatrix}. \quad (5.4)$$

Во взаимном волноводе

$$A = D. \quad (5.5)$$

Граничные условия на стенках волновода

$$E_{y1} = E_{y3} = 0, \quad (5.6)$$

и поэтому трансцендентное уравнение фазового угла или затухания приобретает вид

$$B = 0. \quad (5.7)$$

Хотя образование $ABCD$ -матриц не представляет особых трудностей, оно выходит за рамки настоящей книги.

5.2. Аттенюатор с вращающейся пластиной

Рассматриваемый здесь идеальный аттенюатор с вращающейся пластиной представляет собой стандарт регулируемого затухания, изменяющегося по закону $\cos^2 \theta$. Этот аттенюатор состоит из трех отрезков волновода, располагающихся друг за другом как показано на рис. 5.3. Два конечных отрезка волновода образуют переходы от круглого волновода к волноводу прямоугольного сечения, в то время как средний отрезок может свободно вращаться между неподвижными оконечными отрезками. В середине

каждого отрезка помещена резистивная пластина. Матрица рассеяния такого устройства имеет вид

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & S_{21} \\ S_{21} & 0 \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

и в идеальном случае

$$S_{21} = \cos^2 \theta, \quad (5.9)$$

где θ — угол между плоскостями пластин в статорах и роторе.

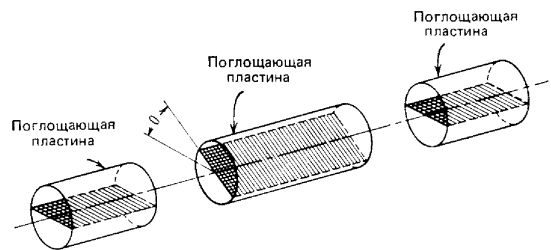


Рис. 5.3. Аттенюатор с вращающейся пластиной

Для объяснения такого вида S_{21} рассмотрим прохождение через это устройство волны, линейно поляризованной перпендикулярно плоскости поглощающей пластины первого статора. Если поглощающая пластина ротора находится под углом θ по отношению к пластинам статоров, то волна, падающая на роторную пластину, может быть разложена на две составляющие: $E \cos \theta$, перпендикулярную, и $E \sin \theta$, параллельную плоскости пластины, как это показано на рис. 5.4.

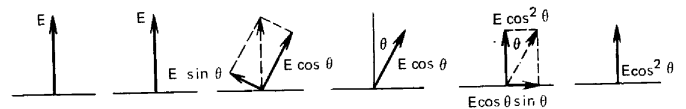


Рис. 5.4. Векторы напряжения в аттенюаторе с поворотной пластиной

Параллельная плоскости поглощающей пластины составляющая к моменту достижения выхода роторной секции будет полностью поглощена в материале пластины, в то время как перпендикулярная составляющая останется неизменной и снова разлагается на две составляющие — параллельную и перпендикулярную плоскости пластины в выходной статорной секции. Здесь снова параллельная плоскости пластины составляющая к моменту до-

стижения выхода устройства будет целиком поглощена в материале пластины, в то время как перпендикулярная составляющая, равная $E \cos^2 \theta$, образует колебание на выходе.

5.3. Атенуатор высокого уровня мощности

Описанные ранее аттенуаторы двух типов являются приборами низкого уровня мощности, поскольку их действие основано на поглощении энергии в резистивной пластине, соответствующим образом размещенной в волноводе. Один из переменных аттенуаторов, пригодный для использования в качестве элемента регулирования колебаний высокого уровня мощности, приведен на рис. 5.5. Этот тип аттенуатора состоит из гибридного сочленения, нагрузкой которого является подвижный короткозамыкатель, помещенный в разрыв одной из двух линий, соединяющих между собой два других гибридных сочленения. В такой схеме поглоща-

емая мощность рассеивается в мощной нагрузке, снабженной либо воздушным, либо водяным охлаждением.

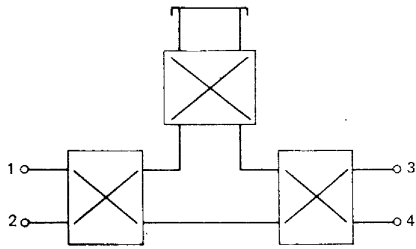


Рис. 5.5. Схема построения аттенуатора высокого уровня мощности с помощью трехдвигательных гибридных мостов

Работу этого устройства можно понять, рассматривая поочередно входные и выходные колебания каждого из гибридных сочленений. Как показано в гл. 3, при возбуждении первого гибридного моста со стороны плеча 1 для волн на его выходе запишем

$$b_1=0, b_2=0, \quad (5.10), (5.11)$$

$$b_3=1/\sqrt{2}, b_4=j/\sqrt{2}. \quad (5.12), (5.13)$$

Волна b_3 будет сдвинута на фазовый угол θ_1 в проходном гибридном сочленении, причем этот угол определяется положением подвижного короткозамыкателя, а волна b_4 будет сдвинута на фазовый угол θ_2 , определяемый длиной отрезка волновода, соединяющего между собой входное и выходное гибридные сочленения.

Таким образом, волны, поступающие на входные зажимы выходного гибридного сочленения, будут описываться как

$$a_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-j\theta_1}, a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-j\theta_2}. \quad (5.14), (5.15)$$

Волны на выходе этого гибридного сочленения могут быть теперь определены с помощью матрицы, описывающей связь входных и выходных колебаний

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & j \\ 0 & 0 & j & 1 \\ 1 & j & 0 & 0 \\ j & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-j\theta_1} \\ \frac{j}{\sqrt{2}} e^{-j\theta_2} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (5.16)$$

Таким образом, волны на выходе последнего гибридного сочленения описываются

$$b_1=0, b_2=0, \quad (5.17), (5.18)$$

$$b_3=1/2(e^{-j\theta_1}-e^{-j\theta_2}), b_4=j/2(e^{-j\theta_1}+e^{-j\theta_2}). \quad (5.19), (5.20)$$

Если установить $\theta_1=\theta_2$, то

$$b_3=0, b_4=j. \quad (5.21), (5.22)$$

Если установить $\theta_1=\theta_2+\pi$, то

$$b_3=1, b_4=0. \quad (5.23), (5.24)$$

Устройство, схема которого приведена на рис. 5.5, поэтому может быть использовано для деления поступающей на вход 1 мощности между выходами 3 и 4 в различной пропорции, определяемой положением подвижного короткозамыкателя. Физическое воплощение такого принципа показано на рис. 5.6. При выводе приведенных выше уравнений учитывались только относительные фазовые сдвиги.

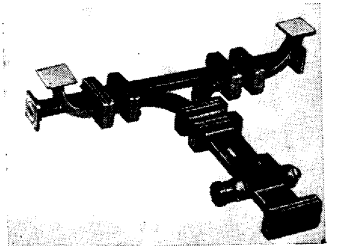


Рис. 5.6. Атенуатор высокого уровня мощности, в котором используются трехдвигательные гибридные мосты

5.4. Фазовращатель с вращающейся пластиной

Стандартный фазовращатель с вращающейся пластиной может быть построен в виде полуволновой пластины, размещенной между двумя четвертьволновыми пластинами, как показано на рис. 5.7. Первая (входная) четвертьволновая пластина преобразует линейно поляризованное колебание в волну с круговой поляризацией, которая приобретает фазовый сдвиг в 2θ при прохождении через полуволновую секцию; задачей второй (выходной) четвертьволновой пластины является обратное преобразование волны в линейно поляризованную.

Работа этого устройства легко поясняется зависимостью его выходных параметров от входных при рассмотрении их поочеред-

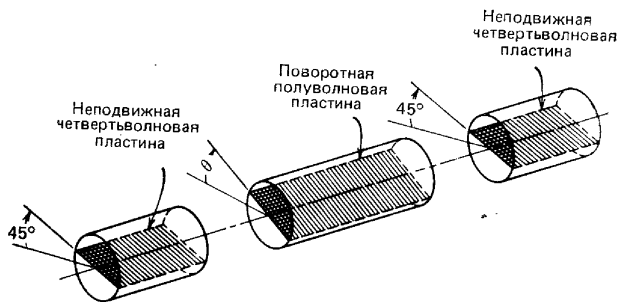


Рис. 5.7. Фазовращатель с вращающейся пластиной

но для каждой секции с помощью соответствующих матриц рассеяния. Полуволновая пластина по конструкции напоминает четвертьволновую (рис. 5.8) и отличается от последней тем, что вносит сдвиг фазы 180° вместо 90° . Такая пластина при повороте вокруг оси будет вносить плавно изменяющийся сдвиг фазы волны с круговой поляризацией, причем опережение или отставание

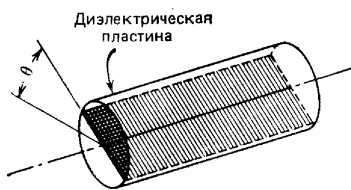


Рис. 5.8. Схема полуволновой пластины

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & -\cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta \\ -\cos 2\theta & -\sin 2\theta & 0 & 0 \\ -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (5.25)$$

Поведение полуволновой пластины может быть описано, если принять волну с круговой поляризацией с выхода первой четвертьволновой пластины в качестве входного колебания, образовать и записать зависимость выходного колебания от входного с помощью приведенной выше матрицы

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -\cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta \\ -\cos 2\theta & -\sin 2\theta & 0 & 0 \\ -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} \\ -j/\sqrt{2} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5.26)$$

64

откуда

$$b_1=0, \quad b_2=0, \quad (5.27), \quad (5.28)$$

$$b_3 = -e^{-j2\theta}/\sqrt{2}, \quad b_4 = -je^{-j2\theta}/\sqrt{2}. \quad (5.29), \quad (5.30)$$

Таким образом, сдвиг фаз между входным и выходным колебаниями полуволновой пластины составляет 2θ , что определяется положением, в которое установлена полуволновая пластина. Отметим также, что направление вращения входного колебания изменилось на обратное при прохождении через полуволновую секцию фазовращателя.

При известных матрицах рассеяния четвертьволновых и полуволновой пластин работа фазовращателя с вращающейся пластиной, представленного на рис. 5.7, может быть описана путем определения зависимости между входными и выходными параметрами поочередно для каждой пластины.

Такая зависимость для четвертьволновой пластины описывается (4.52), для полуволновой пластины описывается (5.25) и (5.27) — (5.30). Эти волны являются возбуждающим колебанием последней четвертьволновой пластины. Поэтому выходное колебание фазовращателя с поворотным ротором может быть представлено как

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -j \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -j & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -e^{-j2\theta}/\sqrt{2} \\ -je^{-j2\theta}/\sqrt{2} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (5.31)$$

откуда

$$b_1=0, \quad b_2=0, \quad (5.32), \quad (5.33)$$

$$b_3 = -\frac{e^{-j2\theta}}{\sqrt{2}}, \quad b_4 = -\frac{e^{-j2\theta}}{\sqrt{2}}. \quad (5.34), \quad (5.35)$$

Два колебания у выходов 3 и 4 секции круглого волновода рекомбинируют в прямоугольном волноводе по закону

$$-e^{-j2\theta}, \quad (5.36)$$

где для простоты единственной переменной принят фазовый угол 2θ .

Таким образом, входное колебание сдвигается по фазе на угол 2θ , определяемый поворотом пластины ротора относительно двух статорных пластин.

5.5. Переменный фазовращатель для высокого уровня мощности

Переменный фазовращатель можно образовать замыканием спаренными короткозамыкателями двух выходных плеч трехдечного гибридного моста. Внешний вид такого фазовращателя

приведен на рис. 5.9. Работа устройства понятна из рассмотрения с помощью матрицы рассеяния отношения между падающей и проходящей волнами в соответствующих плечах моста.

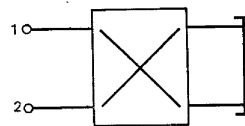
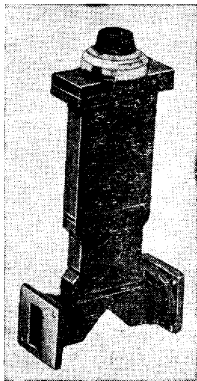


Рис. 5.10. Схема фазовращателя для высокого уровня мощности, в котором используется трехдецибелльный гибридный мост

Рис. 5.9. Промышленный образец волноводного фазовращателя для высокого уровня мощности

Входные волны на вводах устройства, схематически показанного на рис. 5.10, могут быть представлены в виде

$$a_1=1, a_2=0, a_3=b_3e^{-j\theta}, a_4=b_4e^{-j\theta}. \quad (5.37), (5.38), (5.39), (5.40)$$

Волны на выходе устройства описываются как

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & j \\ 0 & 0 & j & 1 \\ 1 & j & 0 & 0 \\ j & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ b_3 e^{-j\theta} \\ b_4 e^{-j\theta} \end{bmatrix}, \quad (5.41)$$

откуда

$$b_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_3 + jb_4)e^{-j\theta}, \quad b_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(jb_3 + b_4)e^{-j\theta}, \quad (5.42), (5.43)$$

$$b_3 = 1/\sqrt{2}, \quad b_4 = j/\sqrt{2}. \quad (5.44), (5.45)$$

Исключая b_3 и b_4 из первых двух уравнений, получим

$$b_1 = 0, \quad b_2 = je^{-j\theta}. \quad (5.46), (5.47)$$

Таким образом, волна на выходе плеча 2 связана с волной на входе плеча 1 соотношением

$$b_2 = a_1 e^{-j\theta}, \quad (5.48)$$

где угол θ определен местоположением короткозамыкающего поршня.

Упражнения

1. Показать, что (5.25) удовлетворяет условию унитарности.
2. Определить существенное различие матрицы рассеяния гибридного сочленения (см. гл. 3) от матрицы рассеяния четвертьволновой пластины, описанной в настоящей главе.
3. Определить элементы A_i, B_i, C_i, D_i , при которых в (5.5) $B=0$.
4. Объяснить, почему на концах фазовращателя с поворотной пластиной используются две одинаковые четвертьволновые пластины вместо двух пластин разных гипов (см. гл. 4).
5. Определить зависимость выходных параметров фазовращателя с поворотной пластиной от входных параметров при использовании четвертьволновой пластины, описываемой (4.58) вместо (4.52), как это было сделано в данной главе.

Глава 6

ПОЛЫЕ РЕЗОНАТОРЫ

Полые резонаторы находят широкое применение в качестве элементов полосовых и полосно-заграждающих фильтров, волномеров и резонансных элементов генераторов. Отличие резонаторов СВЧ от таких же элементов для более низких частот заключается в использовании отрезков линии передачи и волноводов (т. е. систем с распределенными постоянными) вместо обычных катушек индуктивностей и конденсаторов (т. е. элементов с сосредоточенными постоянными).

Поскольку в данной книге акцентируется внимание на схемных аспектах техники СВЧ, настоящая глава начинается с определения собственной, внешней и нагруженной добротностей резонатора и введения понятия крутизны изменения полной комплексной проводимости (сопротивления) от частоты. Далее выводится соответствие между контурами на сосредоточенных постоянных и короткозамкнутыми и разомкнутыми линиями передачи с распределенными постоянными. При рассмотрении прямоугольного волноводного резонатора приводятся картины распределения СВЧ поля. Отдельно выводится матрица рассеяния резонатора с использованием разнесенных на половину длины волны неоднородностей проводимости. Глава заканчивается выводом матрицы проводимостей симметричного резонатора с трансформаторной связью с нагрузкой.

6.1. Собственная, внешняя и нагруженная добротности

При рассмотрении обычных низкочастотных колебательных контуров с сосредоточенными постоянными принято оценивать потери в цепи с помощью добротности контура, определяемой как

$$Q = \frac{\omega_0 (\text{энергия, запасаемая в цепи})}{\text{рассеиваемая мощность}} \quad (6.1)$$

Обычно при определении добротности рассеиваемая мощность подразделяется на мощность, рассеиваемую собственно контуром, и мощность, рассеиваемую во внешних цепях. Для последовательного резонансного LC -контур, представленного на рис. 6.1, запасенная в цепи энергия

$$E = LI^2/2, \quad (6.2)$$

в то время как мощность, рассеиваемая в цепи, составляет

$$P_{\text{рас}} = rI^2/2. \quad (6.3)$$

Таким образом, собственная добротность

$$Q_0 = \frac{\omega_0 LI^2/2}{rI^2/2} \text{ или } Q_0 = \frac{\omega_0 L}{r}. \quad (6.4), (6.5)$$

Если контур связан с нагрузкой, то полная рассеиваемая мощность

$$P_{\text{полн}} = I^2(r + n_1^2 Z_0 + n_2^2 Z_0)/2, \quad (6.6)$$

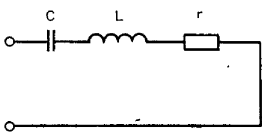


Рис. 6.1. Схема последовательного колебательного LCr -контур

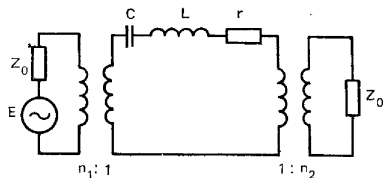


Рис. 6.2. Схема последовательного колебательного LCr -контур с трансформаторной связью

где Z_0 — сопротивление нагрузки и $n_{1,2}$ — коэффициент связи с нагрузками на рис. 6.2 и 6.3. Элементы связи с резонансными системами на распределенных постоянных (рис. 6.4) имеют вид пе-

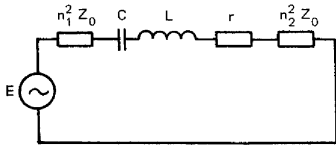


Рис. 6.3. Эквивалентная схема последовательного колебательного LCr -контур с трансформаторной связью

тель или зондов. Нагруженная добротность Q_n для схем, приведенных на рис. 6.2 и 6.3, составляет

$$Q_n = \frac{\omega_0 (LI^2/2)}{I^2 (r + n_1^2 Z_0 + n_2^2 Z_0)/2}. \quad (6.7)$$

Это выражение может быть представлено в виде

$$1/Q_n = 1/Q_0 + 1/Q_{\text{вн}1} + 1/Q_{\text{вн}2}, \quad (6.8)$$

где

$$Q_{\text{вн}1,2} = \frac{\omega_0 (LI^2/2)}{n_{1,2}^2 Z_0 I^2/2} = \frac{\omega_0 L}{n_{1,2}^2 Z_0}. \quad (6.9)$$

Здесь $Q_{\text{вн}1}$ и $Q_{\text{вн}2}$ являются внешними добротностями цепи.

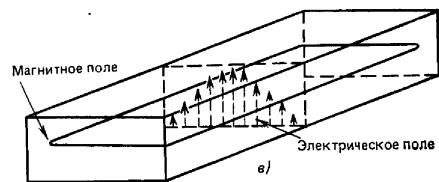
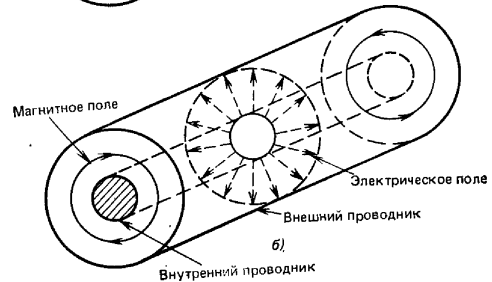
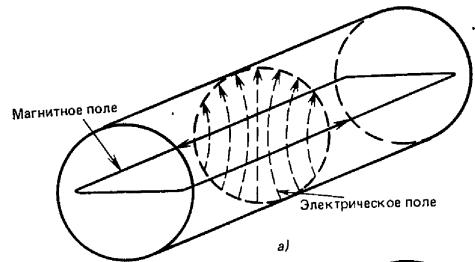


Рис. 6.4. Резонаторы СВЧ: а — волноводный цилиндрический; б — коаксиальный; в — волноводный прямоугольный

Определяемая (6.1) добротность может быть выражена и несколько иным образом; особенно удобным выражением для последовательного СВЧ резонатора является

$$Q_n = X'/R, \quad (6.10)$$

где

$$X' = \frac{\omega_0}{2} \frac{dX}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}. \quad (6.11)$$

X и R — соответственно мнимая и действительная части полного сопротивления цепи и X' — так называемая крутизна изменения реактивного сопротивления цепи.

Для параллельной цепи нагруженной добротность может быть записана в виде

$$Q_n = B'/G, \quad (6.12)$$

где

$$B' = \frac{\omega_0}{2} \frac{dB}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0}, \quad (6.13)$$

B и G — соответственно мнимая и действительная составляющие полной проводимости цепи и B' — крутизна изменения реактивной проводимости параллельной цепи.

Входное сопротивление последовательной цепи (рис. 6.1)

$$Z = r + j\omega L - j/\omega C. \quad (6.14)$$

Применяя определение крутизны изменения реактивного сопротивления, т. е. (6.11), получим

$$X' = \frac{\omega_0}{2} \frac{d(\omega L - 1/\omega C)}{d\omega} \Big|_{\omega=\omega_0} = \omega_0 L. \quad (6.15)$$

Подстановка (6.15) в (6.10) дает

$$Q_n = \omega_0 L/r, \quad (6.16)$$

что совпадает с определением по (6.5).

6.2. Резонансный контур на отрезке линий передачи с распределенными постоянными

Отрезки линий передачи с распределенными постоянными в режимах короткого замыкания и холостого хода обладают значениями крутизны изменения проводимости (на определенных частотах), схожими с аналогичными параметрами параллельных и последовательных контуров с сосредоточенными постоянными вблизи от резонансных частот. Это дает возможность использовать отрезки линий передачи с распределенными постоянными в качестве резонаторов в диапазоне СВЧ. Эквивалентность этих двух типов резонаторов обычно выражают с помощью крутизны изменения реактивной проводимости, поскольку не совсем корректно говорить о емкостях и индуктивностях систем с распределенными постоянными. Два резонатора можно считать эквивалентными, если крутизна изменения их реактивной проводимости одинакова. Это утверждение легко продемонстрировать на примере разомкнутой линии передачи и последовательного резонансного контура (рис 6.5).

Входное сопротивление разомкнутой линии передачи составляет

$$Z_{вх} = Z_0 \operatorname{cth}(\alpha + j\beta)l, \quad (6.17)$$

где α — затухание на единицу длины линии и β — фазовая постоянная на единицу длины линии передачи. Разложение этого выражения в окрестности $\beta_0 l = \pi/2$ приводит к

$$Z_{вх} \approx Z_0 \alpha l + \frac{jZ_0 \pi}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (6.18)$$

При выводе последнего уравнения используется тот факт, что

$$\beta = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega_0}{v} \frac{\omega}{\omega_0} = \beta_0 \left[1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \right] \approx \beta_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right]. \quad (6.19)$$

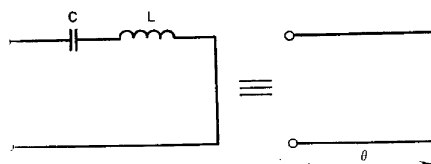


Рис. 6.5. Эквивалентность последовательного резонансного LC-контурa разомкнутому отрезку линии передачи

Уравнение (6.18) можно сравнить с выражением для входного сопротивления последовательного резонансного контура, приведенного на рис. 6.1:

$$Z_{вх} = r + j\omega_0 L \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (6.20)$$

Легко видеть, что вблизи резонанса, где $\omega = \omega_0$, характер обеих функций одинаков. Эквивалентность между этими резонаторами двух типов обеспечивается идентичностью крутизны изменения их реактивных проводимостей.

Применяя определение крутизны изменения реактивного сопротивления, т. е. (6.11), получим

$$\omega_0 L = \pi Z_0 / 4. \quad (6.21)$$

Дуальность параллельного резонансного контура и короткозамкнутого отрезка линии передачи с распределенными постоянными имеет подобный характер (рис. 6.6).

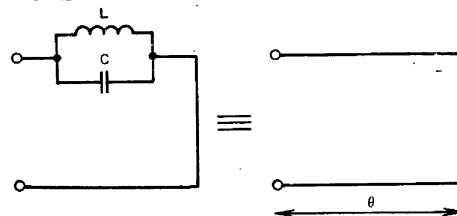


Рис. 6.6. Эквивалентность параллельного резонансного LC-контурa короткозамкнутому отрезку линии передачи

6.3. Граничные условия в прямоугольных СВЧ полых резонаторах

Один из распространенных типов СВЧ полых резонаторов можно образовать, если нагрузить отрезок волновода с обоих концов на короткозамыкающие пластины. Граничные условия в таком

резонаторе определяются при рассмотрении коэффициента отражения волновода, нагрузкой которого является неоднородность Γ :

$$S'_{11} = S_{11} + \frac{S_{21}^2 \Gamma}{1 - S_{22} \Gamma} \quad (6.22)$$

Введем плоскости электрического отражения у входных и выходных «зажимов» волновода и получим $\Gamma = -1, S'_{11} = -1$.

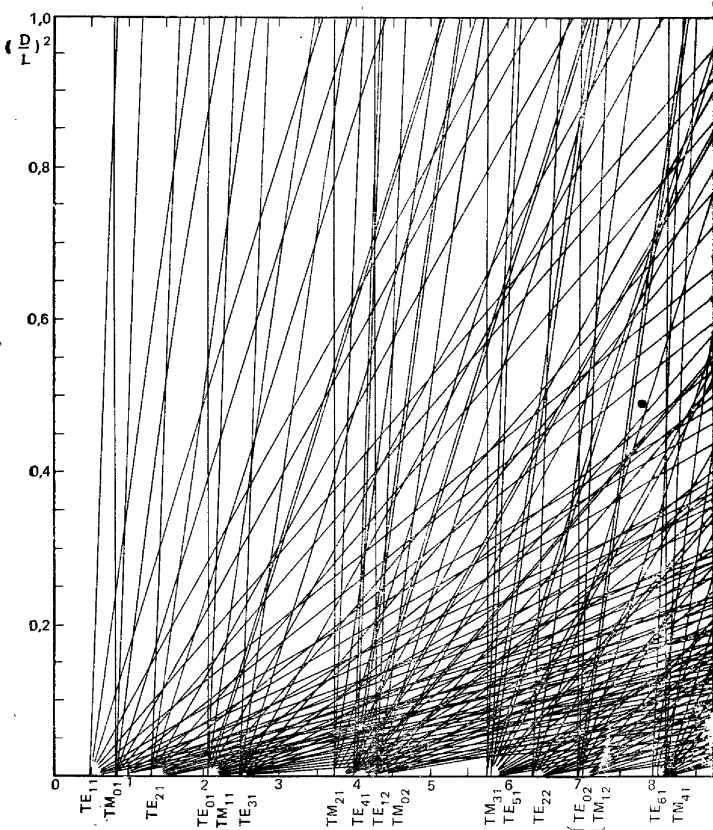


Рис. 6.7. Диаграмма видов колебаний в прямоугольном волноводном резонаторе

Таким образом, граничными условиями полого резонатора будут

$$-1 = S_{11} - \frac{S_{21}^2}{1 + S_{22}} \quad (6.25)$$

Для отрезка линии передачи (четыреполюсника)

$$S_{11} = S_{22} = 0, S_{12} = S_{21} = e^{-j\theta} \quad (6.26), (6.27)$$

где θ связан с длиной волны в волноводе и длиной полого резонатора соотношением

$$\theta = 2\pi l / \lambda_g \quad (6.28)$$

Для волн типа TE_{mn} и TM_{mn} в прямоугольном волноводе с поперечными размерами a и b

$$\left(\frac{1}{\lambda_g}\right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{m}{2a}\right)^2 - \left(\frac{n}{2b}\right)^2 \quad (6.29)$$

Таким образом, граничные условия преобразуются в уравнение

$$1 = S_{21}^2 = e^{-j2\theta} \quad (6.30)$$

решением которого является

$$\theta = p\pi, \quad (6.31)$$

где p — целое число.

Комбинируя (6.28), (6.29) и (6.31), получим

$$\left(\frac{1}{\lambda_0}\right)^2 = \left(\frac{p}{2l}\right)^2 + \left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2 \quad (6.32)$$

Следовательно, каждому набору m, n и p в данном волноводе соответствуют TE и TM колебания одной и той же частоты. На рис. 6.7 приведена диаграмма нескольких колебаний низших видов в таком полом резонаторе.

6.4. Полюй резонатор в виде отрезка прямоугольного волновода

Полый резонатор простейшего вида является резонатор из отрезка прямоугольного волновода (рис. 6.8). Картина поля в таком резонаторе легко определяется из рассмотрения волны в

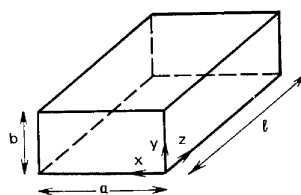


Рис. 6.8. Прямоугольный волноводный резонатор

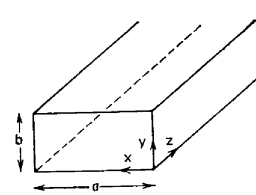


Рис. 6.9. Отрезок прямоугольного волновода

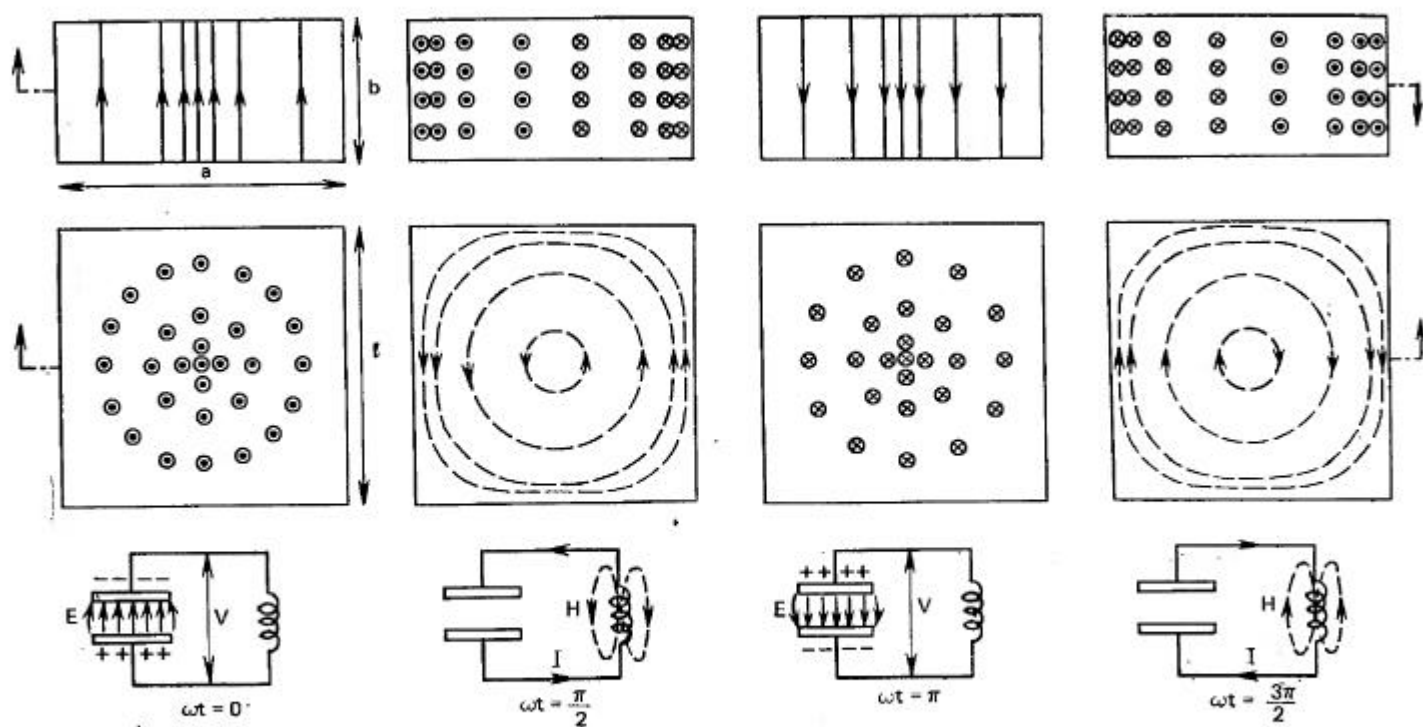


Рис. 6.10. E - и H -поля в прямоугольном волноводном резонаторе (в поперечном сечении и вид сверху) и соответствующие им напряжения и токи в LC -контуре

бесконечном прямоугольном волноводе (рис. 6.9). Для колебаний основного вида в таком волноводе ($m=1$; $n=0$) характерно наличие всех трех составляющих поля:

$$H_z = \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j2\pi z/\lambda_g}, \quad (6.33)$$

$$H_x = j(\lambda_{кр}/\lambda_g) \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j2\pi z/\lambda_g}, \quad (6.34)$$

$$E_y = -j(\lambda_{кр}/\lambda_0) \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j2\pi z/\lambda_g}. \quad (6.35)$$

Во всех указанных уравнениях предполагается общий множитель $e^{-j\omega t}$.

Линейная комбинация этих составляющих приводит к

$$H_z = j2 \cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi z}{l} e^{-j(\omega t + \pi/2)}, \quad (6.36)$$

$$H_x = j2 \left(\frac{\lambda_{кр}}{\lambda_g} \right) \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi z}{l} e^{-j(\omega t + \pi/2)}, \quad (6.37)$$

$$E_y = 2 \left(\frac{\lambda_{кр}}{\lambda_g} \right) \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi z}{l} e^{-j\omega t}. \quad (6.38)$$

На рис. 6.10 показаны картины поля в таком полом резонаторе в моменты времени $\omega t = 0$; $\pi/2$; π и $3\pi/2$, когда поле является чисто электрическим, чисто магнитным и чисто электрическим и чисто магнитным противоположной полярности. Причиной подобного поведения является то обстоятельство, что при бесконечной проводимости стенок резонатора электрическое и магнитное поля сдвинуты относительно друг друга на 90° . При этом подразумевается непрерывный обмен энергией между электрическим и магнитным полями подобно тому, как это имеет место в обычной контуре с сосредоточенными постоянными.

6.5. Матрица рассеяния последовательного резонансного контура

Рассмотрим вывод матрицы рассеяния последовательного резонансного контура, приведенного на рис. 6.11а, методами, описанными в гл. 1. Матрица этого контура легко определяется из двух его собственных цепей. Сопротивления этих цепей, показанных на рис. 6.11б и в, выражаются

$$Z_1 = Z_{x,x} = \infty, \quad Z_2 = Z_{к,з} = j\omega L/2 + 1/j2\omega C. \quad (6.39), (6.40)$$

Таким образом, собственные значения матрицы рассеяния

$$s_1 = 1, \quad s_2 = \frac{(j\omega L/2 + 1/j2\omega C) - Z_0}{(j\omega L/2 + 1/j2\omega C) + Z_0}. \quad (6.41), (6.42)$$

Используя соотношения между коэффициентами рассеяния и собственными значениями, получим

$$|S_{11}| = \frac{(2\delta Q_{2H})^2}{1 + (2\delta Q_{2H})^2}, \quad (6.43)$$

$$|S_{21}|^2 = \frac{1}{1 + (2\delta Q_{2H})^2}, \quad (6.44)$$

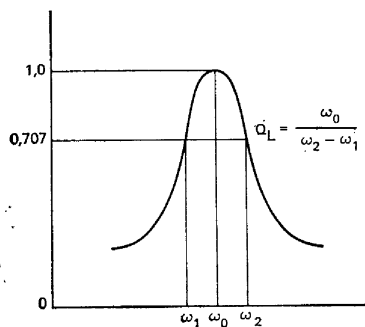
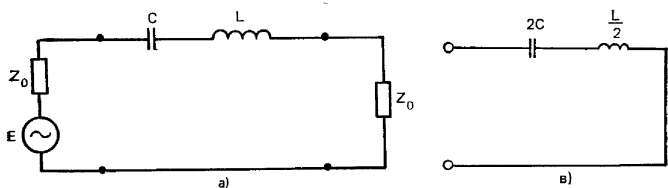
где Q_{2H} — добротность при двусторонней нагрузке контура, равная

$$Q_{2H} = \frac{\omega_0 L}{2Z_0}, \quad (6.45)$$

и

$$2\delta = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}, \quad (6.46)$$

Рис. 6.11. Последовательный резонансный LC-контур с двусторонней нагрузкой (а) и его собственные цепи: синфазная (б) и противофазная (в)



а также $\omega^2_0 LC = 1. \quad (6.47)$

Добротность определяет значения частот по обе стороны от резонансной частоты, при которых передаваемая мощность падает до половины своего значения при резонансе (рис. 6.12).

Рис. 6.12. Частотная характеристика резонансного LC-контура с иллюстрацией определения нагрузочной добротности

6.6. Матрица рассеяния последовательного резонансного контура при наличии затухания

Построение матрицы рассеяния последовательного резонансного контура, приведенного на рис. 6.13а при наличии затухания, начинается с определения конфигурации собственных цепей. В этом случае коэффициент рассеяния S_{21} отличается от единицы при резонансе и зависит от величины затухания.

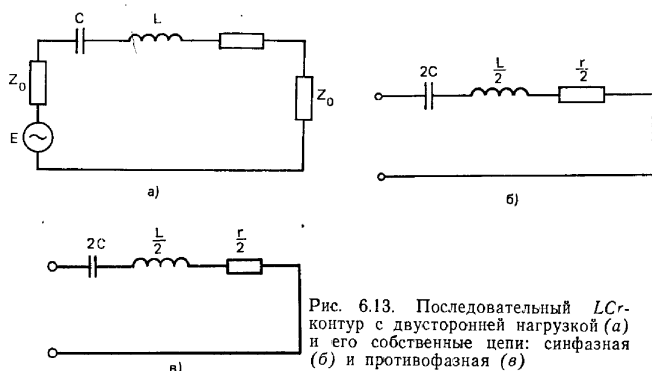


Рис. 6.13. Последовательный LCR-контур с двусторонней нагрузкой (а) и его собственные цепи: синфазная (б) и противофазная (в)

Определение собственных значений сопротивлений собственных цепей, представленных на рис. 6.13б и в, приводит к

$$Z_1 = Z_{x,x} = \infty, \quad Z_2 = Z_{k,z} = \frac{r}{2} + \frac{j\omega L}{2} + \frac{1}{j2\omega C}. \quad (6.48), (6.49)$$

Таким образом, собственные значения матрицы рассеяния

$$s_1 = 1, \quad s_2 = \frac{(r/2 + j\omega L/2 + 1/j2\omega C) - Z_0}{(r/2 + j\omega L/2 + 1/j2\omega C) + Z_0}; \quad (6.50), (6.51)$$

откуда

$$S_{21} = \frac{s_1 - s_2}{2} = \frac{2Z_0/r}{1 + \frac{2Z_0}{r} + \frac{j\omega L}{r} \left[\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right]}. \quad (6.52)$$

Иногда это выражение приводится в зависимости от коэффициента внешней связи $\beta_{вн}$:

$$S_{21} = \frac{2\beta_{вн}}{1 + 2\beta_{вн} + jQ_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)}, \quad (6.53)$$

где

$$\beta_{вн} = \frac{Z_0}{r} = \frac{Q_0}{Q_{вн}}. \quad (6.54)$$

Здесь Q_0 определена (6.5) и $Q_{\text{вн}} - (6.9)$ при $n_{1,2}=1$; S_{21} может быть представлен в виде

$$S_{21} = \frac{S_{21}(\omega_0)}{1 + jQ_n[(\omega/\omega_0) - (\omega_0/\omega)]}, \quad (6.55)$$

где

$$S_{21}(\omega_0) = \frac{2\beta_{\text{вн}}}{1 + 2\beta_{\text{вн}}}, \quad (6.56)$$

а Q_n определена (6.8) при $n_{1,2}=1$. Коэффициент «2» в этом уравнении может быть опущен, если $Q_{\text{вн}}$ определять как добротность при двусторонней нагрузке. Вывод S_{11} предлагается в качестве упражнения для читателя.

6.7. Полный резонатор СВЧ, в котором используются реактивности, разделенные участком линии передачи

При построении высококачественных полосовых фильтров СВЧ используют резонатор, состоящий из отрезка передающей линии, соединяющей две реактивности, как показано на рис. 6.14а. Значение резонансной частоты такого резонатора может варьировать-

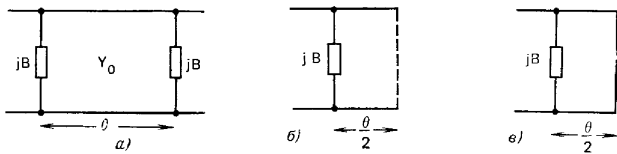


Рис. 6.14. Схематическое представление полового резонатора с параллельными реактивностями, разделенными отрезком линии передачи (а) и его собственные цепи: синфазная (б) и противофазная (в)

ся изменением расстояния между реактивностями, в то время как нагруженная добротность резонатора определяется реактивными проводимостями. Эти зависимости можно вывести, используя понятия собственных цепей (двухполюсников).

Собственная полная проводимость для синфазной цепи (рис. 6.14б)

$$Y_1 = j(B + Y_0 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}). \quad (6.57)$$

Полная собственная проводимость противофазной собственной цепи (рис. 6.14в) выражается

$$Y_2 = j(B - Y_0 \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}). \quad (6.58)$$

Коэффициенты отражения от этих двух собственных цепей определяются обычным способом

$$\begin{aligned} s_1 &= (Y_0 - Y_1) / (Y_0 + Y_1), \\ s_2 &= (Y_0 - Y_2) / (Y_0 + Y_2); \end{aligned} \quad (6.59), (6.60)$$

затем S_{21} выражается через коэффициенты отражения как

$$S_{21} = (s_1 - s_2) / 2, \quad (6.61)$$

так что окончательный результат может быть записан в виде

$$S_{21}^2 = 1 / [1 + (B^2/4) (2\cos\theta - B\sin\theta)^2]. \quad (6.62)$$

Резонансная частота полого резонатора может быть определена из условия $S_{21}=1$ как

$$\operatorname{tg} \theta_0 = 2/B. \quad (6.63)$$

Зависимость между реактивной проводимостью B и нагруженной добротностью полого резонатора Q_n может теперь быть определена из (6.44). Для этого функции θ в (6.62) следует разложить в ряд Тейлора в окрестности резонансной частоты, определяемой по (6.63). Разложение $\sin\theta$ и $\cos\theta$ в ряд Тейлора дает

$$\sin(\theta_0 + \Delta\theta) \approx \sin\theta_0 + \Delta\theta \cos\theta_0, \quad (6.64)$$

$$\cos(\theta_0 + \Delta\theta) \approx \cos\theta_0 - \Delta\theta \sin\theta_0. \quad (6.65)$$

При резонансе (6.63) преобразуется в

$$\sin\theta_0 = 2 / \sqrt{B^2 + 4}, \quad \cos\theta_0 = B / \sqrt{B^2 + 4}. \quad (6.66), (6.67)$$

Таким образом, вблизи $\operatorname{tg} \theta_0 = 2/B$ S_{21} оказывается равным

$$S_{21}^2 = 1 / [1 + (\pi^2 B^2 / 16) (B^2 + 4) (2\delta)^2] \quad (6.68)$$

при условии, что θ_0 раскладывается в окрестности значения π вместо значения $\operatorname{tg} \theta = 2/B$.

Сравнение этого выражения с обычным, определяемым (6.44), дает искомый результат

$$Q_n = \frac{\pi B}{4} \sqrt{B^2 + 4}. \quad (6.69)$$

На рис. 6.15 показаны три типа реактивностей СВЧ и их значения. На практике¹.

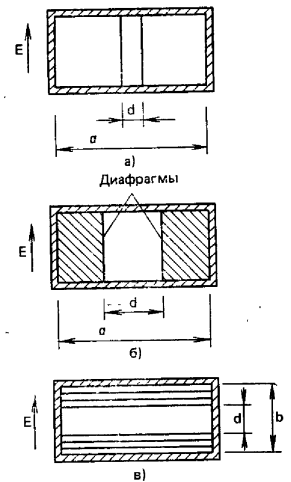


Рис. 6.15. Типы реактивных проводимостей СВЧ и их значения:

$$a - B = \frac{2\lambda_g}{a} \frac{1}{\ln \left(\frac{4\lambda_g a}{\pi d \epsilon^2} \right)},$$

$$b - B = -\frac{\lambda_g}{a} \operatorname{ctg}^2 \left(\frac{\pi d}{2a} \right),$$

$$e - B = \frac{4b}{\lambda_g} \ln \operatorname{cosec} \frac{\pi d}{2b}$$

¹ Приведенные формулы нормированной реактивной проводимости являются первым приближением; указанные в оригинале формулы ошибочны. (Прим. пер.)

6.8. Матрица сопротивлений колебательного контура с трансформаторной связью

Матрица сопротивлений симметричного колебательного контура, приведенного на рис. 6.16а, с сосредоточенными постоянными и трансформаторной связью также легко определяется из его

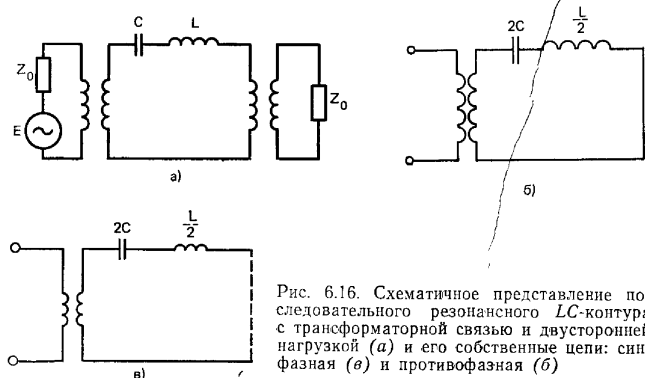


Рис. 6.16. Схематическое представление последовательного резонансного LC-контура с трансформаторной связью и двусторонней нагрузкой (а) и его собственные цепи: синфазная (в) и противофазная (б)

собственных цепей (рис. 6.16б и в). Для синфазной собственной цепи собственное значение сопротивления

$$Z_1 = j\omega L_1, \quad (6.70)$$

а собственное значение сопротивления противофазной собственной цепи

$$Z_2 = j\omega L_1 \frac{2\omega^2 M^2}{j\omega L + 1/j\omega C}. \quad (6.71)$$

Таким образом,

$$Z_{11} = Z_{22} = \frac{Z_1 + Z_2}{2} = j\omega L_1 + \frac{j\omega^3 M^2/L}{-\omega^2 + \omega_0^2}, \quad (6.72)$$

$$Z_{21} = Z_{12} = \frac{Z_1 - Z_2}{2} = \frac{-j\omega^3 M^2/L}{-\omega^2 + \omega_0^2}. \quad (6.73)$$

В качестве дополнительного упражнения читателю предлагается построить эквивалентную T-образную схему этой цепи.

Если учесть затухания, то уравнения примут вид

$$Z_{11} = Z_{22} = j\omega L_1 + \frac{j\omega^3 M^2/L}{-\omega^2 + \omega_0^2 + j\omega_0 \omega/Q_0}, \quad (6.74)$$

$$Z_{21} = Z_{12} = \frac{-j\omega^3 M^2/L}{-\omega^2 + \omega_0^2 + j\omega_0 \omega/Q_0}, \quad (6.75)$$

где Q_0 — собственная (ненагруженная) добротность контура, определяемая (6.5) или (6.16).

Упражнения

1. Показать, что $Q_n = \omega_0/\Delta\omega$, где $\Delta\omega$ — ширина резонансной кривой по уровню половинной мощности.
2. Определить матрицу рассеяния параллельного LC-контура.
3. Показать, что крутизна изменения реактивного сопротивления разомкнутого четвертьволнового отрезка линии передачи, обладающей входным сопротивлением $jZ_0 \cos \beta l$, составляет $\pi Z_0/4$.
4. Показать, что входное сопротивление последовательного резонансного контура с сосредоточенными постоянными может быть выражено через запасаемую электрическую и магнитную энергии в виде

$$Z = \frac{P_{\text{рас}} + j2\omega(W_{\text{эл}} - W_{\text{маг}})}{|I_0|^2}.$$

5. Показать, что параллельный резонансный контур с сосредоточенными постоянными эквивалентен короткозамкнутому четвертьволновому отрезку линии передачи.
6. Определить крутизну изменения реактивной проводимости короткозамкнутого четвертьволнового отрезка линии передачи, входная проводимость которого составляет $jY_0 \tan \beta l$.
7. Вывести (6.55), используя эквивалентную схему, приведенную на рис. 6.3.
8. Вывести уравнение S_{11} для полого резонатора (рис. 6.14), используя (6.62) и условие унитарности.
9. Вывести матрицу рассеяния параллельного резонансного LC-контура при учете затухания.
10. Построить эквивалентную T-образную схему колебательного контура с трансформаторной связью, описываемого (6.72) и (6.73).

Глава 7

ФИЛЬТРЫ СВЧ

Фильтры СВЧ являются одними из наиболее важных устройств, используемых в технике СВЧ. В зависимости от требований системы эти устройства могут иметь характеристики фильтров нижних или верхних частот, полосовых или полосно-заграждающих фильтров. Современная теория фильтров, разработанная Дарлингтоном [1], основана на синтезе, при котором задается необходимый вид функции передачи, и соответствующая этой функции схема определяется в виде реактивной цепи, нагруженной на сопротивление 1 Ом.

Первой задачей синтеза является определение свойств S_{21} , при которых возможно такое описание цепи, составленной из индуктивностей и емкостей. Можно показать, что функция сопротивления, связанная с функцией передачи, должна быть положительной и действительной. Второй этап синтеза заключается в отыскании методов, с помощью которых соответствующая цепь может быть построена. Данная глава в основном посвящена именно этой задаче в приложении к фильтрам Баттерворта (или фильтрам с максимально-плоской характеристикой). В теории фильтров обычно принято решать эту задачу построением прототипа в виде лестничной схемы нижних частот, нормализованной относительно сопротивления нагрузки 1 Ом и частоты среза

1 рад/с. Затем используются преобразования частоты и сопротивления для получения фильтров нижних частот, верхних частот, полосовых и полосно-заграждающих. Таким способом удается избежать необходимости табуляции множества данных, соответствующих самым разнообразным требованиям, предъявляемым к фильтрам практикой. Поскольку окончательная лестничная схема имеет вид цепи с сосредоточенными постоянными, реализация фильтров на СВЧ требует определения нагруженной добротности и реактивной проводимости вместо значений сосредоточенных индуктивности и емкости.

7.1. Методика синтеза

Если функция передачи задана в виде матрицы рассеяния, то задачей синтеза в первую очередь является определение входной проводимости или сопротивления цепи из функции передачи. Для четырехполюсника без потерь, нагрузкой которого с обеих сторон служат сопротивления 1 Ом (рис. 7.1), S_{11} и S_{21} связаны зависимостью

$$|S_{11}(j\omega)|^2 = 1 - |S_{21}(j\omega)|^2, \quad (7.1)$$

где ω — текущая частота.

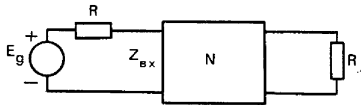


Рис. 7.1. Фильтр с двусторонней нагрузкой

Вводя понятие комплексной текущей частоты $s = j\omega$ и используя условие непрерывности, получим

$$S_{11}(s)S_{11}(-s)|_{s=j\omega} = 1 - |S_{21}(j\omega)|^2. \quad (7.2)$$

В последующем рассмотрении искомое решение связано с $S_{11}(s)$, поскольку полюсы функции сопротивления (проводимости) должны находиться в левой половине плоскости s , чтобы сама функция сопротивления (проводимости) была положительной и действительной.

При известной $S_{11}(s)$ входная проводимость цепи задается следующим отношением:

$$Y_{вх}(s) = \frac{1 - S_{11}(s)}{1 + S_{11}(s)}. \quad (7.3)$$

Последний этап заключается в построении лестничной схемы с входной проводимостью $Y_{вх}(s)$. Поскольку трансформации прототипа в виде фильтра нижних частот обычно используются для получения фильтра верхних частот, полосового и полосно-заграждающего фильтров, для их построения достаточным оказывается построение прототипа (фильтра нижних частот). Обычно каноническая реализация прототипа в виде фильтра нижних частот получается разложением Кауэра $Y_{вх}(s)$ или $Z_{вх}(s)$.

7.2. Фильтр нижних частот (аппроксимация Баттерворта)

Поскольку невозможно создать фильтр нижних частот с идеальной характеристикой, необходимо использование какого-либо приближения. Чаще других используется либо аппроксимация Баттерворта, либо аппроксимация Чебышева. Для простоты здесь будет рассмотрена только аппроксимация Баттерворта. В этом случае функция передачи определяется в виде

$$|S_{21}(j\omega)|^2 = 1 / (1 + \omega^{2n}). \quad (7.4)$$

Эта функция характеризуется уровнем половинной мощности при $\omega = 1$ для всех значений n и спад ее амплитудной характеристики происходит со скоростью 6 дБ/октава. Кроме того, свойством этой функции является равенство нулю всех первых $2n - 1$ производных в точке $\omega = 0$. Амплитудная характеристика такого вида представлена на рис. 7.2. Функция передачи Чебышева опреде-

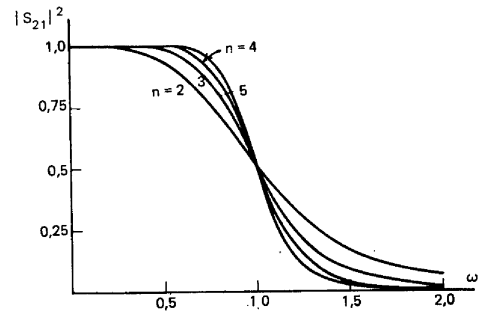


Рис. 7.2. Характеристика передачи Баттерворта для фильтра нижних частот

ляется (4.15). Полюсы этой функции на комплексной плоскости задаются уравнением

$$1 + (-s^2)^n = 0. \quad (7.5)$$

Поэтому местоположение полюсов определяется как

$$s_k = (-1)^{1/2} (-1)^{n/2} = e^{j \frac{2k+n-1}{n} \frac{\pi}{2}}, \quad (7.6)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots, 2n$.

Эти полюсы располагаются на окружности единичного радиуса в комплексной плоскости, симметричной относительно действительной и мнимой осей. Для того чтобы сопротивление (проводимость) было положительным и действительным, полюсы искомого решения должны располагаться в левой части плоскости s .

Записывая $S_{11}(s)$ через $S_{21}(j\omega)$ и заменяя s на $j\omega$, получим

$$S_{11}(s)S_{11}(-s) = \frac{(-s^2)^n}{1 + (-s^2)^n} \quad (7.7)$$

В качестве примера рассмотрим построение $S_{11}(s)$ при $n=3$. Положение полюсов для этого значения n показано на рис. 7.3. Таким образом,

$$S_{11}(s)S_{11}(-s) = \frac{s^3(-s^3)}{(1+2s+2s^2+s^3)(1-2s+2s^2-s^3)} \quad (7.8)$$

и

$$S_{11}(s) = \pm \frac{s^3}{1+2s+2s^2+s^3} \quad (7.9)$$

что теперь можно использовать для определения $Y_{вх}$ с помощью (7.3).

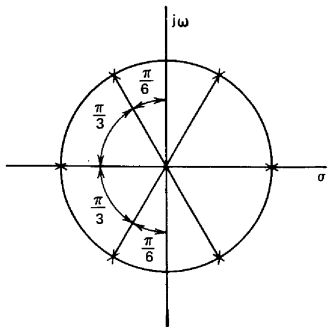


Рис. 7.3. Полюсы $S_{11}(s)$ и $S_{11}(-s)$ фильтра Баттерворта для $n=3$

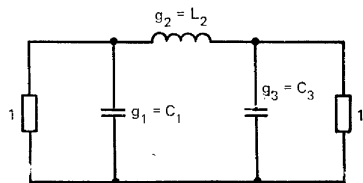


Рис. 7.4. Фильтр нижних частот в качестве прототипа, $n=3$

7.3. Синтез Дарлингтона входных потерь фильтра

Как только $S_{11}(s)$ стало известным, входную проводимость цепи можно выразить, комбинируя (7.3) и (7.9). Используя (7.9) со знаком «минус», получим

$$Y_{вх}(s) = \frac{2s^3 + 2s^2 + 2s + 1}{2s^2 + 2s + 1} \quad (7.10)$$

Каноническое решение для $Y_{вх}(s)$ теперь может быть получено разложением Кауэра функции проводимости в цепную дробь:

$$\frac{2s^2 + 2s + 1}{2s^3 + 2s^2 + s} \xrightarrow{s \rightarrow y} \frac{2s^2 + 2s + 1}{2s^3 + 2s^2 + s} \xrightarrow{s \rightarrow z} \frac{s+1}{2s^2 + 2s} \xrightarrow{s \rightarrow y} \frac{1}{s} \xrightarrow{s \rightarrow z} \frac{1}{1} \cdot \frac{1}{1} \cdot \frac{1}{1}$$

84

Таким образом, фильтр нижних частот синтезируется схемой, представленной на рис. 7.4. Эта схема нормализована относительно частоты среза 1 рад/с и сопротивления нагрузки равного 1 Ом.

Синтез фильтров при иных значениях n производится аналогично; одна рекуррентная формула для элементов фильтров имеет вид

$$g_r = 2 \sin \left[\frac{(2r-1)\pi}{2n} \right], \text{ при } r=1, 2, \dots, n. \quad (7.11)$$

Если $n=3$, то из последнего уравнения следует: $g_1=1, g_2=2$ и $g_3=1$, что согласуется с полученными ранее результатами. Использование (7.9) со знаком «плюс» приводит к Т-образной эквивалентной схеме прототипа вместо П-образной.

7.4. Частотные преобразования

Прототип в виде фильтра нижних частот может быть преобразован в фильтр верхних частот, полосовой и полосно-заграждающий фильтры с помощью методики, известной под названием частотного преобразования. Методика частотного преобразования позволяет трансформировать элементы нормализованного прототипа (фильтра нижних частот) в элементы фильтра верхних частот, полосового и полосно-заграждающего фильтров, включая сюда исключение нормирования частоты среза, так что остается только пересчитать значения элементов к новому значению сопротивления.

Трансформация из фильтра нижних частот в фильтр верхних частот производится заменой s' на ω_0/s

$$s' \rightarrow \omega_0/s, \quad (7.12)$$

где через s' обозначена нормированная текущая частота прототипа, s — текущая частота и ω_0 — безразмерная постоянная, относительно которой производится нормализация.

Часто за эту постоянную принимают реальную частоту среза фильтра верхних частот. Подобное преобразование трансформирует участок $0 < |\omega'| < 1$ на плоскости s' в участок $\omega_0 < |\omega| < \infty$ на плоскости s , как показано на рис. 7.5.

Связь между параметрами фильтров нижних и верхних частот определяется из рассмотрения инвариантности сопротивления (проводимости) при частотных преобразованиях. Сопротивление индуктивности $z = s'L$.

$$(7.13)$$

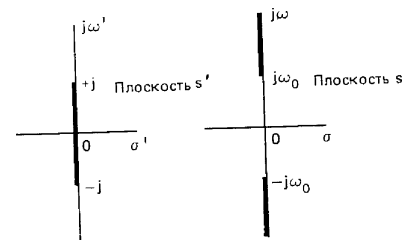


Рис. 7.5. К преобразованию фильтра нижних частот в фильтр верхних частот

85

Введем частотное преобразование в это выражение и получим

$$z = (\omega_0/s)L = 1/sC_h, \quad (7.14)$$

где $C_h = 1/\omega_0 L$. (7.15)

Так, последовательная индуктивность трансформировалась в последовательную емкость.

Проводимость параллельно включенной емкости составляет

$$y = s'C. \quad (7.16)$$

Частотная трансформация преобразует это выражение в

$$y = (\omega_0/s)C = 1/sL_h, \quad (7.17)$$

где $L_h = 1/\omega_0 C$. (7.18)

Следовательно, параллельная емкость трансформировалась в параллельную индуктивность. На рис. 7.6 приведена эквивалентная схема фильтра верхних частот, полученная с помощью частотного преобразования при $n=3$.

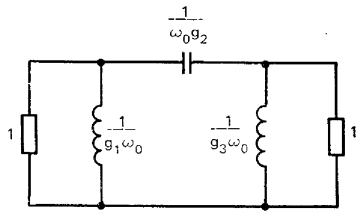


Рис. 7.6. Фильтр верхних частот, $n=3$

7.5. Преобразование фильтра нижних частот в полосовой фильтр

Преобразование фильтра нижних частот в полосовой фильтр задается выражением

$$s' \rightarrow \frac{\omega_0}{BW} \left(\frac{s}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{s} \right), \quad (7.19)$$

где $BW = \omega_{c2} - \omega_{c1}$, $\omega_0^2 = \omega_{c1}\omega_{c2}$; (7.20), (7.21)

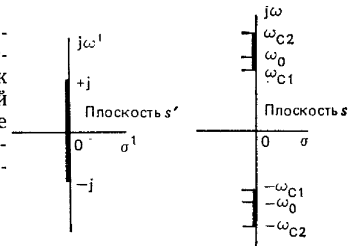
ω_{c1} и ω_{c2} — нижняя и верхняя частоты среза полосового фильтра; через BW обозначена полоса пропускания фильтра. Эта трансформация преобразует участок $0 < |\omega'| < 1$ на плоскости s' в участок $|\omega_{c2}| < |\omega| < |\omega_{c1}|$ на плоскости s , как показано на рис. 7.7.

Используя инвариантность сопротивления относительно частотного преобразования, приходим к трансформации последовательной индуктивности прототипа в виде фильтра нижних частот в последовательную LC-цепочку полосового фильтра

$$z = s'L = \left[\frac{\omega_0}{BW} \left(\frac{s}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{s} \right) \right] L. \quad (7.22)$$

Рис. 7.7. К преобразованию фильтра нижних частот в полосовой

86



Таким образом, z принимает вид

$$z = sL_s + 1/sC_s, \quad (7.23)$$

где $L_s = L/BW$, $C_s = BW/\omega_0^2 L$. (7.24), (7.25)

Применяя частотное преобразование к параллельной емкости прототипа в виде фильтра нижних частот, получим

$$y = s'C = \left[\frac{\omega_0}{BW} \left(\frac{s}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{s} \right) \right] C. \quad (7.26)$$

Проводимость при этом

$$y = sC_p + 1/sL_p, \quad (7.27)$$

где $C_p = C/BW$, $L_p = BW/C\omega_0^2$. (7.28), (7.29)

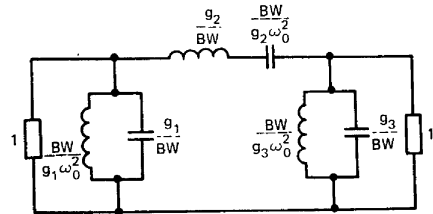


Рис. 7.8. Полосовой фильтр, $n=3$

Таким образом, параллельная емкость трансформирована в параллельный LC-контур. На рис. 7.8 показана эквивалентная схема полосового фильтра при $n=3$.

7.6. Трансформация фильтра нижних частот в полосно-заграждающий фильтр

Преобразование фильтра нижних частот в полосно-заграждающий фильтр производится аналогично трансформации в фильтр верхних частот или полосовой фильтр. Эта трансформация определяется как

$$s' = \frac{BW}{\omega_0 \left(\frac{s}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{s} \right)}, \quad (7.30)$$

где переменные имеют тот же смысл, что и ранее. Такое преобразование трансформирует участок $|\omega'| < 1$ в участок $|\omega_{c2}| > |\omega| > |\omega_{c1}|$, как показано на рис. 7.9.

Поскольку сопротивление (проводимость) инвариантно относительно частотного преобразования, последовательная индуктивность трансформируется в параллельный резонансный контур, элементы которого имеют следующие значения:

$$C_p = 1/LBW, \quad L_p = LBW/\omega_0^2, \quad (7.31), (7.32)$$

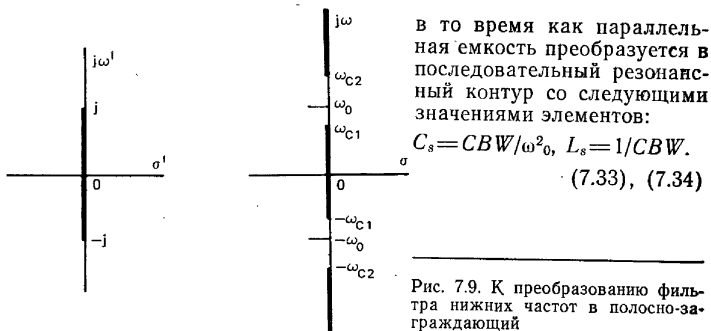


Рис. 7.9. К преобразованию фильтра нижних частот в полосо-заграждающий

Эквивалентная схема полосо-заграждающего фильтра при $n=3$ приведена на рис. 7.10.

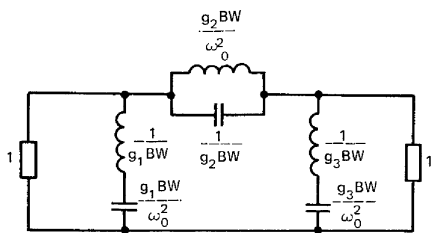


Рис. 7.10. Полосо-заграждающий фильтр, $n=3$

7.7. Частотный масштаб

При различных частотных преобразованиях, рассмотренных ранее, использовался пересчет частоты. Несмотря на это, прототип в виде фильтра нижних частот все еще нормализован к 1 рад/с. Для преобразования к произвольной частоте среза используется следующая трансформация:

$$s' \rightarrow s/\omega_0, \quad (7.35)$$

где ω_0 — безразмерная величина.

Так как сопротивление (проводимость) инвариантно частотным преобразованиям,

$$s'L = (s/\omega_0)L = sL', \quad (7.36)$$

$$\text{где } L' = L/\omega_0. \quad (7.37)$$

Аналогично новое значение емкости будет

$$s'C = (s/\omega_0)C = sC', \quad (7.38)$$

$$\text{так что } C' = C/\omega_0. \quad (7.39)$$

Очевидно, что сопротивления резисторов остаются неизменными.

7.8. Пересчет сопротивлений

Все рассмотренные ранее фильтры рассматривались при условии, что сопротивление нагрузки равно 1 Ом. Пересчет сопротивления фильтра может быть произведен следующим образом. Предположим, что реальное сопротивление нагрузки составляет R_0 Ом вместо 1 Ом. В этом случае соотношение между нормированным сопротивлением Z и ненормированным сопротивлением Z'' задается выражением

$$Z'' = R_0 Z, \quad (7.40)$$

где R_0 — безразмерная величина. Нормированное активное сопротивление резистора R таким образом оказывается равным

$$R'' = R_0 R = R_0. \quad (7.41)$$

При пересчете сопротивления индуктивности L''

$$sL'' = R_0(sL), \quad (7.42)$$

$$\text{откуда } L'' = R_0 L. \quad (7.43)$$

В случае емкости C''

$$1/sC'' = R_0(1/sC), \quad (7.44)$$

так что пересчитанная емкость составит

$$C'' = C/R_0. \quad (7.45)$$

7.9. Инверторы сопротивлений

При построении СВЧ фильтров разместить все плечи фильтра в одной плоскости трудно и поэтому оказывается необходимым так расположить плечи фильтра вдоль линии передачи, чтобы их взаимные влияния были пренебрежимо малы. Одним из практических решений является использование инверторов сопротивлений для построения лестничной схемы в виде попеременно подключенных последовательных и параллельных плеч с помощью только последовательных (или только параллельных) плеч, размещенных вдоль линии передачи, как показано на рис. 7.11 и 7.12. Одним из типов инвертора сопротивлений может слу-

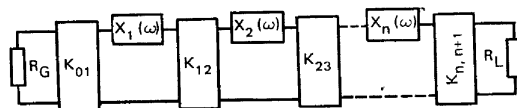


Рис. 7.11. Полосовой фильтр с использованием инверторов сопротивлений

жить четвертьволновый отрезок линии передачи с волновым сопротивлением K_0 или J_0 .

Эквивалентность последовательного элемента (рис. 7.13а) и параллельной цепочки (рис. 7.13б), нагруженных с обеих сторон

на четвертьволновый инвертор сопротивления, может быть показана сравнением их коэффициентов передачи. Для данной схемы

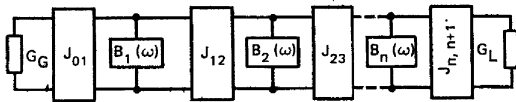


Рис. 7.12. Полосовой фильтр с использованием инверторов проводимостей

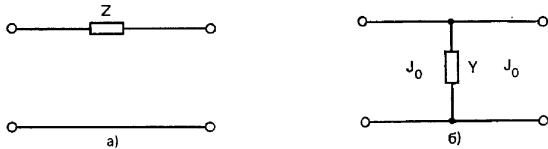


Рис. 7.13. Последовательное сопротивление (а); последовательное сопротивление, представленное параллельной цепью и инверторами проводимости (б)

(рис. 7.13а) собственные значения коэффициента отражения составляют

$$s_1 = s_{x,x} = 1, \quad s_2 = s_{k,s} = (Z/2 - Z_0)/(Z/2 + Z_0). \quad (7.46), (7.47)$$

Таким образом,

$$S_{21} = (s_1 - s_2)/2 = 2Z_0/(Z + 2Z_0). \quad (7.48)$$

Для схемы рис. 7.13б собственные значения коэффициента отражения

$$s_1 = s_{x,x} = \frac{Y_0 - 2J_0^2 Y}{Y_0 + 2J_0^2 Y}, \quad s_2 = s_{k,s} = 1, \quad (7.49), (7.50)$$

и поэтому

$$S_{21} = (s_1 - s_2)/2 = -2Z_0/(2Z_0 + Y/J_0^2). \quad (7.51)$$

Поэтому эти две цепи будут эквивалентны (т. е. будут обладать одинаковыми коэффициентами отражения) при условии, что

$$Y = ZJ_0^2. \quad (7.52)$$



Рис. 7.14. Параллельная проводимость (а); параллельная проводимость, образованная последовательной цепью и инверторами сопротивлений (б)

Для дуальных схем (рис. 7.14а и б) условие эквивалентности запишется в виде

$$Z = YK^2. \quad (7.53)$$

На рис. 7.15 представлена схема одного полосового фильтра, основанная на использовании инвертора сопротивлений. Преобразования, описываемые (7.52) и (7.53), могут быть произведены

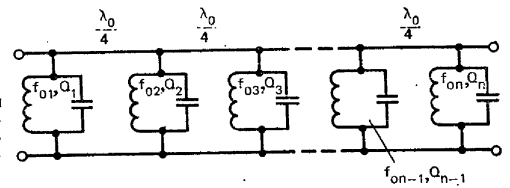


Рис. 7.15. Полосовой фильтр с использованием четвертьволновых инверторов сопротивлений

как над прототипом (фильтром нижних частот) до последующих его трансформаций, так и непосредственно над окончательным фильтром верхних частот, полосовым и полосно-заграждающим фильтрами.

7.10. Построение полосового фильтра СВЧ

На сверхвысоких частотах элементы полосового и полосно-заграждающего фильтров на сосредоточенных постоянных должны быть заменены элементами на распределенных постоянных. Синтез фильтров с сосредоточенными постоянными легко распространяется на фильтры с распределенными постоянными, если определить параметры плеч фильтра через добротности вместо индуктивностей и емкостей. Эти два представления будут эквивалентными при условии идентичности добротностей, описывающих плечи лестничной схемы. Выражение двусторонне нагруженной добротности r -го плеча через значения L_r и C_r [задаваемых (7.24) и (7.25) или (7.28) и (7.29), соответственно] приводит к единому уравнению для последовательной и параллельной цепей

$$Q_r = \frac{gr \omega_0}{2BW}, \quad (7.54)$$

где L_n и C_n заменены единой переменной g_r . Используя рекуррентную формулу, т. е. (7.11), получим

$$Q_r = \frac{\omega_0 \sin[(2r-1)\pi/2n]}{BW}, \quad (7.55)$$

что также иногда записывается в виде

$$Q_r = Q_t \sin \frac{(2r-1)\pi}{2n}, \quad (7.56)$$

$$\text{где } Q_t = \omega_0/BW. \quad (7.57)$$

По известным добротностям резонаторов определяется геометрия

СВЧ элементов фильтра. Одной из часто используемых конфигураций является полуволновый отрезок линии передачи, нагрузкой которого с обоих концов являются реактивности (рис. 6.14). Последним этапом построения таких волноводных полосовых фильтров является определение связи между реактивной проводимостью резонатора и добротностью фильтра. Искомое соотношение дано в гл. 6 в виде

$$Q_n = \frac{\pi B}{4} \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_0} \right)^2 \sqrt{B^2 + 4}.$$

Это выражение отличается от (6.69) множителем $(\lambda_g/\lambda_0)^2$, учитывающим дисперсионные свойства такой линии передачи, как волновод.

Упражнения

1. Используя преобразование фильтра нижних частот в полосовой, показать, что функция передачи полосового фильтра $|S_{21}(j\omega)|$ приобретает вид

$$\frac{1}{1 + \left[Q_f \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0 - \omega} \right]^{2n}}.$$

2. Определить значения элементов фильтра верхних частот, полосового и полосо-заграждающего фильтров из значений элементов фильтра нижних частот с характеристикой Баттерворта, служащего прототипом, при $n=3$.
3. Проверить соответствие преобразований параметров, расположенных на мнимой оси, при переходе из плоскости s в плоскость s_n при трансформации прототипа в виде фильтра нижних частот в фильтр верхних частот, полосовой и полосо-заграждающий фильтры.
4. Синтезировать фильтр нижних частот для случая $|S_{21}(j\omega)|^2 = 1/(1+\omega^4)$.
5. Вывести (7.54), предварительно произведя пересчет g_r .
6. Определить значения элементов полосо-заграждающего фильтра из элементов прототипа в виде фильтра нижних частот.
7. Рассчитать фильтр нижних частот при $n=3$ с частотой среза 1000 рад/с, нагрузками которого являются сопротивления, равные 50 Ом.
8. Используя (7.9) с положительным знаком, произвести синтез Т-образного фильтра нижних частот при $n=3$.
9. Определить элементы фильтра верхних частот, полосового и полосо-заграждающего фильтров, используя в качестве прототипа фильтр нижних частот, рассчитанный в упражнении 8.

Глава 8

НЕВЗАИМНЫЕ ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА

Невзаимные ферритовые устройства образуют весьма важный класс приборов СВЧ. Принцип их действия основан на том, что магнитная проницаемость феррита определяется движением магнитных диполей в магнито-изоляционной среде под воздействием как постоянного магнитного поля, так и наложенного на него магнитного поля СВЧ. Поведение СВЧ невзаимных устройств может быть описано с помощью тензора магнитной проницаемости, характеризующего в общем случае движение магнитных диполей.

В случае феррита магнитная проницаемость может быть представлена двумя различными скалярными проницаемостями, соответствующими противоположным направлениям вращения СВЧ магнитных полей, перпендикулярных наложенному постоянному магнитному полю.

Первым невзаимным устройством, применяемым на практике, является линия односторонней передачи, в которой используется эффект вращения Фарадея в круглом волноводе. Среди невзаимных четырехполюсников, выполненных в волноводе прямоугольного сечения, следует упомянуть невзаимные фазовращатели, резонансные вентили, ферритовые ограничители и ферромагнитные фильтры. Отдельное место среди невзаимных устройств следует отвести циркуляторам, представляющим собой шестиполюсники. Здесь волна, поступающая в одно плечо, передается во второе при полном отсутствии этой волны в третьем.

Среди устройств, в которых используются свойства ферритов, невзаимные СВЧ устройства несомненно являются наиболее важными. Однако дисперсионный характер магнитной проницаемости позволяет также построить на их основе взаимные переменные фазовращатели и аттенуаторы.

Макроскопическая теория ферритовых устройств СВЧ в значительной степени базируется на законе движения вектора намагничивания, уравнение которого выводится из рассмотрения поведения одиночного магнитного диполя, обладающего магнитным моментом μ , и помещенного в постоянное магнитное поле с напряженностью \vec{H}_0 . В равновесном состоянии вектор магнитного момента диполя μ располагается вдоль направления \vec{H}_0 (последнее обычно принимается за направление оси z). Предположим теперь, что небольшая внешняя сила смещает вектор магнитного момента диполя на угол θ относительно направления \vec{H}_0 , как показано на рис. 8.1. Поскольку на вектор действует только одно поле \vec{H}_0 , момент вращения вектора μ составит

$$\vec{T} = \vec{\mu} \times \vec{H}_0. \quad (8.1)$$

С магнитным моментом диполя связан также и угловой момент \vec{J} , который может быть записан в виде

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J}, \quad (8.2)$$

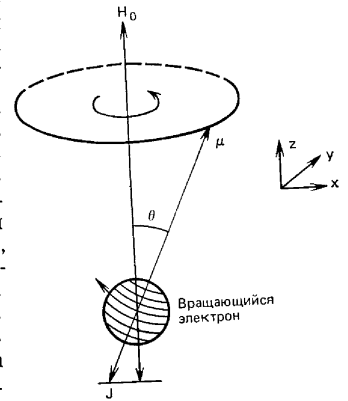


Рис. 8.1. Прецессия магнитного момента относительно направления постоянного магнитного поля

где $\gamma = 2,21 \cdot 10^5$ (рад/с)/(А/м) — гиромагнитная постоянная. Пользуясь (8.2), момент вращения можно записать как

$$\bar{T} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\bar{\mu}}{dt}. \quad (8.3)$$

Комбинируя (8.1) и (8.3), получим уравнение движения одиночного диполя

$$\frac{d\bar{\mu}}{dt} = \gamma (\bar{\mu} \times \bar{H}_0). \quad (8.4)$$

Полный магнитный момент на единицу объема составит

$$\bar{M}_0 = N\bar{\mu}, \quad (8.5)$$

где N — число несбалансированных спинов на единицу объема. Уравнение (8.4) можно теперь переписать в виде

$$\frac{d\bar{M}_0}{dt} = \gamma (\bar{M}_0 \times \bar{H}_0). \quad (8.6)$$

В классической теории СВЧ ферритов широко используется уравнение движения вектора намагничивания, описываемое (8.6).

8.1. Тензор магнитной восприимчивости в бесконечной среде

В самом простом случае напряженность суммарного магнитного поля \bar{H} можно считать состоящей из напряженностей постоянного магнитного поля \bar{H}_0 и СВЧ магнитного поля \bar{h} :

$$\bar{H} = \bar{H}_0 + \bar{h}, \quad (8.7)$$

и поэтому общая намагниченность \bar{M} будет состоять из намагничивания постоянным полем \bar{M}_0 и намагничивания СВЧ полем \bar{m} :

$$\bar{M} = \bar{M}_0 + \bar{m}. \quad (8.8)$$

Эти уравнения можно представить в виде составляющих по осям

$$\bar{H}_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_0 \end{bmatrix}, \quad \bar{h} = \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{bmatrix}. \quad (8.9), (8.10)$$

$$\bar{M}_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{bmatrix}, \quad \bar{m} = \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix}. \quad (8.11), (8.12)$$

Уравнение (8.6) можно тоже разложить на составляющие

$$\frac{dm_x}{dt} = m_y \gamma (H_0 + h_z) - h_y \gamma (M_0 + m_z), \quad (8.13)$$

$$\frac{dm_y}{dt} = -m_x \gamma (H_0 + h_z) + h_x \gamma (M_0 + m_z), \quad (8.14)$$

$$\frac{dm_z}{dt} = m_x \gamma h_y - m_y \gamma h_x. \quad (8.15)$$

При рассмотрении режима слабого сигнала более высокие порядки m и h приравняются нулю, и поэтому можно принять

$$\frac{dm_x}{dt} = m_y \gamma H_0 - h_y \gamma M_0, \quad (8.16)$$

$$\frac{dm_y}{dt} = -m_x \gamma H_0 + h_x \gamma M_0, \quad (8.17)$$

$$\frac{dm_z}{dt} \approx 0. \quad (8.18)$$

Эти уравнения могут быть переписаны в виде

$$j^2 \frac{m_x}{dt^2} + \omega^2 m_x = \mu_0 \omega_m \omega_0 h_x - \mu_0 \omega_m \frac{dh_y}{dt}, \quad (8.19)$$

$$j^2 \frac{m_y}{dt^2} + \omega^2 m_y = \mu_0 \omega_m \frac{dh_x}{dt} + \mu_0 \omega_m \omega_0 h_y, \quad (8.20)$$

$$m_z \approx 0, \quad (8.21)$$

$$\text{где } \omega_m = \gamma M_0 / \mu_0, \quad \omega_0 = \gamma H_0. \quad (8.22), (8.23)$$

Если закон изменения СВЧ величин во времени имеет вид $e^{+j\omega t}$, то тензор магнитной восприимчивости $[\chi]$, связывающий СВЧ намагничение с напряженностью СВЧ магнитного поля, может быть определен как

$$\bar{m} = \mu_0 [\chi] \bar{h}, \quad (8.24)$$

$$\text{где } [\chi] = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (8.25)$$

и

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_m \omega_0}{-\omega^2 + \omega_0^2}, \quad (8.26)$$

$$\chi_{yx} = -\chi_{xy} = \frac{j \omega_m \omega}{-\omega^2 + \omega_0^2} = jK. \quad (8.27)$$

Составляющие тензора магнитной восприимчивости имеют особую точку при $\omega = \omega_0$, что определяет условие резонанса.

Для стабилизации движения вектора намагничивания при резонансе в уравнение движения необходимо ввести член, отображающий затухание. Для этого широко используется естественное затухание в феррите, что математически учитывается заменой ω_0 на $\omega_0 + j\alpha$, где α определяется шириной резонансной линии ферритового материала. На рис. 8.2а—г представлены действительная и мнимая части χ_{xx} и χ_{xy} при $\omega_m/\omega = 1$ и $\alpha = 0,01$.

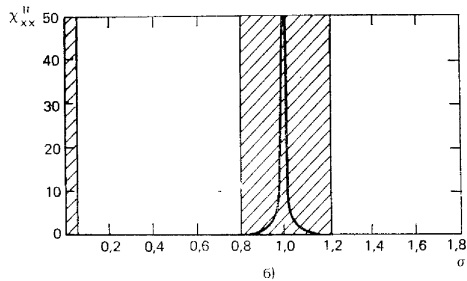
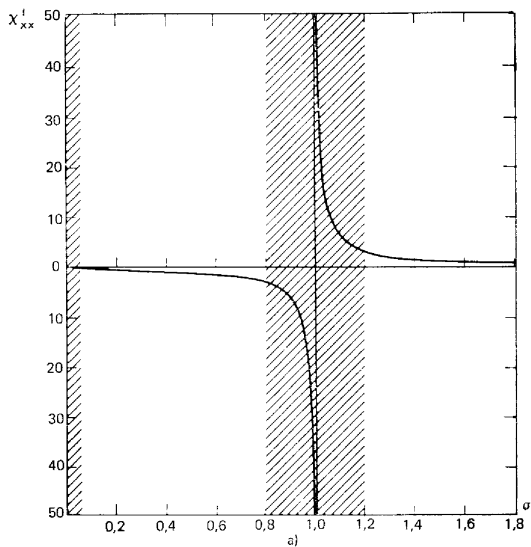
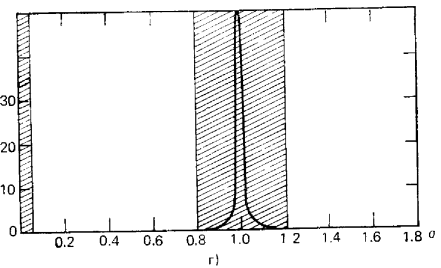
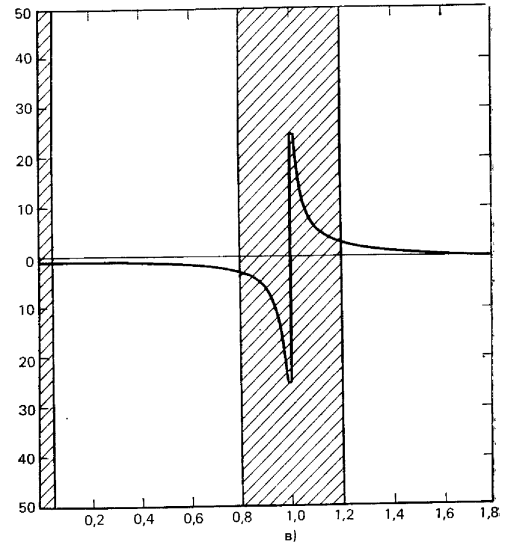


Рис. 8.2. Графики зависимостей χ_{xx} и χ_{xy} от σ при α — действительная часть χ'_{xx} ; б — мнимая часть χ''_{xx} ;

8.2. Скалярная восприимчивость

Зависимость между \bar{m} и \bar{h} представляет собой скалярную величину при условии, что \bar{h} соответствует одному из нормальных видов колебаний системы. Они могут быть определены собствен-



$\omega_m = \omega$ и $\alpha = 0,01$:
 в — действительная часть χ'_{xy} ; г — мнимая часть χ''_{xy}

ными значениями тензора магнитной восприимчивости, т. е. скалярными магнитными восприимчивостями. Решение для собственных значений имеет вид

$$\chi \bar{H} = [\chi] \bar{H}, \quad (8.28)$$

где χ — собственное значение, \vec{H} — собственный вектор и $[\chi]$ — тензор магнитной восприимчивости. Напряженности магнитных полей пропорциональны собственным векторам.

Неисчезающее значение \vec{H} в (8.28) имеет место при условии, что

$$\begin{bmatrix} (\chi_{xx} - \chi) & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{xy} & (\chi_{xx} - \chi) & 0 \\ 0 & 0 & -\chi \end{bmatrix} = 0. \quad (8.29)$$

Три собственных значения соответствуют

$$\chi_1 = \chi_+ = \chi_{xx} + j\chi_{xy}, \quad \chi_2 = \chi_- = \chi_{xx} - j\chi_{xy}, \quad \chi_3 = 0 \quad (8.30), (8.31), (8.32)$$

и собственные векторы могут быть определены подстановкой (8.30) — (8.32) в (8.28). Каждое собственное значение соответствует одному из собственных векторов

$$\vec{H}_1 = \vec{h}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} h_0 \\ j h_0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (8.33)$$

$$\vec{H}_2 = \vec{h}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} h_0 \\ -j h_0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (8.34)$$

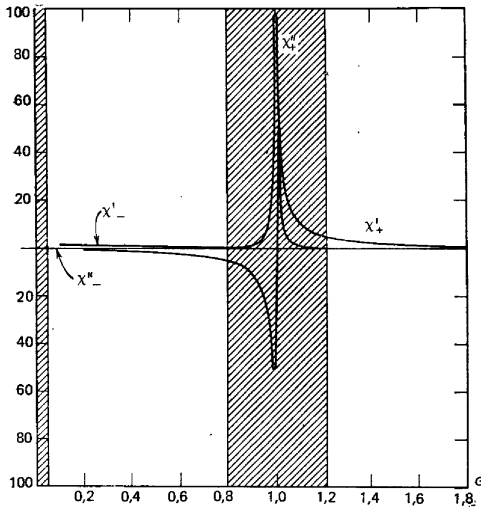


Рис. 8.3. Действительная и мнимая части скалярных магнитных восприимчивостей при $\omega_m = \omega$, $\alpha = 0,01$

$$\vec{H}_3 = \vec{h}_z = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ h_0 \end{bmatrix}. \quad (8.35)$$

Магнитные поля, соответствующие последним трем уравнениям, взаимно перпендикулярны. На рис. 8.3 представлены действительная и мнимая части χ_{\pm} при $\omega_m/\omega = 1$ и $\alpha = 0,01$.

8.3. Тензор магнитной проницаемости

Связывая плотность СВЧ магнитного потока \vec{b} с напряженностью \vec{h} СВЧ магнитного поля, можно дать определение тензорной магнитной проницаемости

$$\vec{b} = \mu_0 \vec{h} + \vec{m} \quad (8.36)$$

или

$$\vec{b} = \mu_0 [\mu] \vec{h}, \quad (8.37)$$

$$\text{где } [\mu] = [1] + [\chi]. \quad (8.38)$$

Используя (8.25), получим тензорную магнитную проницаемость в виде

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu & -jK & 0 \\ jK & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (8.39)$$

$$\text{где } \mu = 1 + \chi_{xx}, \quad jK = -\chi_{xy}. \quad (8.40), (8.41)$$

8.4. Скалярная магнитная проницаемость

Магнитная проницаемость является также скалярной величиной в обычных СВЧ магнитных полях, определенных (8.33) — (8.35):

$$\mu_1 = \mu_+ = \mu - K; \quad \mu_2 = \mu_- = \mu + K; \quad \mu_3 = \mu_z = 1. \quad (8.42), (8.43), (8.44)$$

Такой результат получается простым определением собственных значений тензора магнитной проницаемости, представленного выражением (8.39). В этом случае затухание также может быть введено в (8.42) и (8.43) заменой ω_0 на $\omega_0 + ja$. Точно так же, как и скалярные магнитные восприимчивости, положительная скалярная магнитная проницаемость имеет особую точку при $\omega = \omega_0$, в то время как отрицательная скалярная магнитная проницаемость резонанса в этой точке не имеет.

8.5. Эффект вращения Фарадея

Самой простой задачей, связанной с тензорной магнитной проницаемостью, является задача распространения волны в бесконечной среде. Это простое введение служит иллюстрацией хорошо

известного явления вращения Фарадея, лежащего в основе работы целого ряда различных ферритовых устройств. Рассматривается система, в которой постоянное намагничивающее поле совпадает по направлению с направлением распространения.

Из уравнений Максвелла волновое уравнение имеет вид

$$\nabla \times \nabla \times \vec{h} = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 [\mu] \vec{h}, \quad (8.45)$$

$$\text{где } [\mu] = \begin{bmatrix} \mu & -jK & 0 \\ jK & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \vec{h} = \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (8.46), (8.47)$$

Если распространение поля, происходящее по закону $e^{-\gamma z}$, не имеет вариации в плоскости $x-y$, то

$$\nabla \times \nabla \times \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Rightarrow \gamma^2. \quad (8.48)$$

Комбинация приведенных выше уравнений сведет их к

$$\gamma^2 \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \begin{bmatrix} \mu & -jK \\ jK & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix}. \quad (8.49)$$

Корни этого уравнения найдутся из

$$\begin{bmatrix} \mu - \gamma^2 / \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 & -jK \\ jK & \mu - \gamma^2 / \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \end{bmatrix} = 0, \quad (8.50)$$

откуда

$$\gamma_{\pm}^2 = \omega^2 \epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 (\mu \mp K). \quad (8.51)$$

Две картины распределения поля, соответствующие γ_{\pm}^2 , определяются поочередной подстановкой γ_{\pm} в (8.49), что приводит к

$$h_{\pm y} = \pm j h_{\pm x}. \quad (8.52)$$

Это означает, что одно решение описывает две плоские волны с круговой поляризацией и противоположными направлениями вращения, распространяющимися с постоянными γ_{\pm} .

Для определения поведения линейно поляризованной волны в намагниченной среде феррита достаточно рассмотреть линейную комбинацию этих двух волн с круговой поляризацией, определяемых (8.52):

$$h_x(z) = e^{-j\beta_- z/2} + e^{-j\beta_+ z/2}, \quad (8.53)$$

$$h_y(z) = j e^{-j\beta_- z/2} - j e^{-j\beta_+ z/2}, \quad (8.54)$$

где в случае среды без потерь γ_{\pm} заменяется на β_{\pm} .

Приведенные выше уравнения отвечают граничным условиям $h_x(0) = 1, h_y(0) = 0$. Уравнения (8.53) и (8.54) могут быть упрощены вынесением общего множителя

$$e^{-j \left(\frac{\beta_+ + \beta_-}{2} \right) z}$$

что приводит к

$$h_x(z) = \cos \left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2} z \right) e^{-j \left(\frac{\beta_+ + \beta_-}{2} \right) z}, \quad (8.55)$$

$$h_y(z) = \sin \left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2} z \right) e^{-j \left(\frac{\beta_+ + \beta_-}{2} \right) z}. \quad (8.56)$$

Комбинируя эти выражения, получим линейно поляризованную волну, вращающуюся соответственно изменению величины $(\beta_+ - \beta_-)/2$, причем направление поляризации задается углом

$$\theta = z(\beta_+ - \beta_-)/2. \quad (8.57)$$

Если направление постоянного магнитного поля или направление распространения сменить на обратное, то и угол θ также изменится на обратный.

Полученный результат показывает, что волна при распространении на некоторое расстояние претерпевает сдвиг поляризации на угол θ по отношению к направлению постоянного магнитного поля. Волна, отраженная от этой точки в обратном направлении, по достижении исходной точки снова будет повернута на угол θ , так что полный угол, на который окажется повернутой отраженная волна, составит 2θ по отношению к направлению исходной волны, т. е. отраженная волна не вращается в обратную сторону и потому не приобретает первоначальной ориентации. Таким образом, эффект вращения Фарадея является невзаимным и дает возможность построить ряд интересных невзаимных устройств.

8.6. Вентиль на эффекте вращения Фарадея

Работа вентильного типа поясняется рис. 8.4. Отрезок волновода, в котором наблюдается эффект вращения Фарадея, согласован с волноводом прямоугольного сечения. Такое согласование

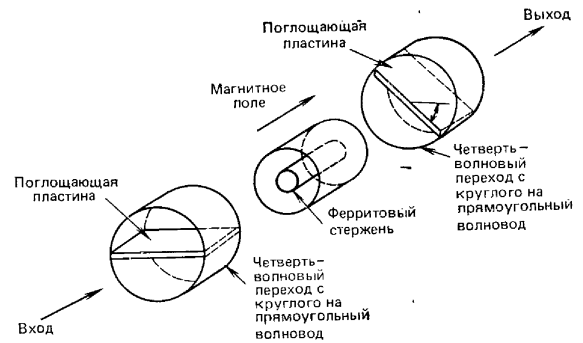


Рис. 8.4. Схема вентильного устройства на эффекте вращения Фарадея

производится с помощью четвертьволновых трансформаторов на отрезках круглого волновода, располагаемых на концах вентиля. В отрезках круглого волновода размещены поглощающие пластины, причем их плоскости выбираются перпендикулярными относительно направления электрического поля на входе и выходе (в волноводах прямоугольного сечения). Электрические силовые линии поля, поступающего на вход, перпендикулярны плоскости поглощающей пластины; пройдя через устройство, они приобретут сдвиг на 45° по направлению вращения часовой стрелки и снова будут перпендикулярны пластине в выходном трансформаторе. Таким образом, волна пройдет через вентиль без заметного ослабления. При распространении волны в обратном направлении электрическое поле оказывается также перпендикулярным пластине в выходном трансформаторе, но после прохождения секции с ферритом и поворота в ней на 45° по часовой стрелке окажется в плоскости поглощающей пластины входного трансформатора и потому будет поглощаться последней.

8.7. Четырехплечий циркулятор на эффекте вращения Фарадея

Другим важным устройством, в котором используется эффект вращения Фарадея, является четырехплечий циркулятор, схема которого приведена на рис. 8.5.

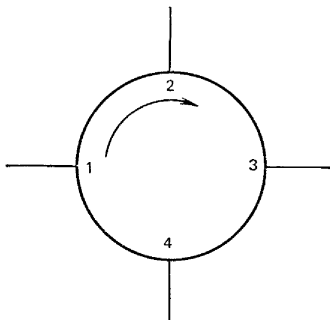


Рис. 8.5. Схема четырехплечевого циркулятора

Поступающая в плечо 1 волна с вертикально ориентированным электрическим полем в ферритовой секции поворачивается на 45° по часовой стрелке и выходит из плеча 2. Волна, поступающая в плечо 2, также поворачивается по часовой стрелке на 45° , так что ее электрическое поле оказывается горизонтальным на входе первого из двух преобразователей вида колебаний и волна проходит в плечо 3. Передача волны из плеча 3 в плечо 4, из плеча 4 в плечо 1 и т. д. происходит аналогичным образом.

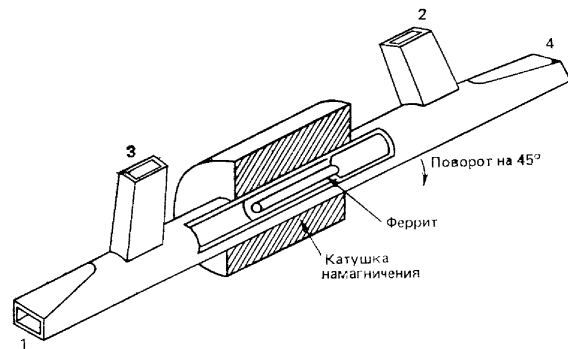


рис. 8.6. Четырехплечий циркулятор на эффекте вращения Фарадея

8.8. Невзаимный фарадеевский фазовращатель

Из (8.51) и (8.52) следует, что если входное возбуждение отрезка волновода, в котором происходит фарадеевское вращение, соответствует одному из двух нормальных видов колебаний системы, то волна передается через него в том же нормальном виде. Это явление может быть использовано для построения взаимных или невзаимных фазовращателей с невзаимными или взаимными четвертьволновыми пластинами. Невзаимный фазовращатель представлен на рис. 8.7. Он построен с использованием

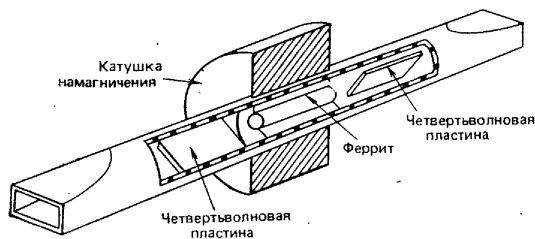


Рис. 8.7. Невзаимный фазовращатель на эффекте вращения Фарадея

двух взаимных четвертьволновых пластин, размещенных на концах отрезка круглого волновода с ферритом. Первая из этих пластин преобразует линейно поляризованную входную волну в волну с положительной круговой поляризацией на входе ферритовой секции. Эта волна подвергается сдвигу на $\beta_2 z$ рад в указанной секции и затем с помощью второй четвертьволновой пластины вновь преобразуется в линейно поляризованную на выходе. При

распространении волны в обратном направлении круговая поляризация приобретает обратное направление и поэтому сдвиг фазы составит β_{-z} . Таким образом, описываемое устройство представляет собой невзаимный фазовращатель. Очевидно, что изменение фазового сдвига с β_{+z} на β_{-z} можно получить за счет изменения направления постоянного магнитного поля в ферритовой секции.

8.9. Круговая поляризация в прямоугольном волноводе

При распространении основного вида колебаний TE_{01} в прямоугольном волноводе тоже могут наблюдаться естественные области существования волн с круговой поляризацией. Это явление особенно важно, поскольку на его основе построен ряд ферритовых невзаимных устройств. Наличие круговой поляризации в волноводе прямоугольного сечения можно легко показать. Три составляющих поля в волноводе, где распространение волны предполагается в направлении $+z$, выражаются

$$H_z = \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j2\pi z/\lambda_B}, \quad (8.58)$$

$$H_x = j \left(\frac{\lambda_{кр}}{\lambda_B} \right) \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j2\pi z/\lambda_B}, \quad (8.59)$$

$$E_y = -j \left(\frac{\lambda_{кр}}{\lambda_0} \right) \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j2\pi z/\lambda_B}. \quad (8.60)$$

При изменении направления распространения волны на обратное изменяется на обратный и знак при H_z .

В этих уравнениях

$$\lambda_{кр} = 2a, \quad (8.61)$$

$$\lambda_{кр} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi, \quad (8.62)$$

$$\beta^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_B} \right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \right)^2. \quad (8.63)$$

Из приведенных выше уравнений видно, что H_x и H_z сдвинуты относительно друг друга во времени и пространстве на 90° . Если теперь отыскать область, где эти составляющие обладают равными амплитудами, то в этой области распространялась бы волна с круговой поляризацией. Такие условия существуют по обе стороны от осевой линии волновода при условии, что

$$\operatorname{tg} \left(\frac{\pi x}{a} \right) = \lambda_B / \lambda_{кр}. \quad (8.64)$$

Направление поляризации имеет разные знаки по обе стороны осевой линии волновода и, более того, направление круговой поляризации будет изменено на обратное при распространении волны в направлении $-z$ вместо $+z$.

8.10. Невзаимное распространение волны в прямоугольном волноводе

Размещение ферритовых пластин в прямоугольном волноводе, по которому распространяется основной вид колебаний там, где существует круговая поляризация, приведет к невзаимному распространению волн по этому волноводу. Можно определить постоянные распространения по волноводу, нагруженному ферритовой пластиной, если принять ферритовые пластины достаточно тонкими, чтобы к этому случаю была применима теория малых

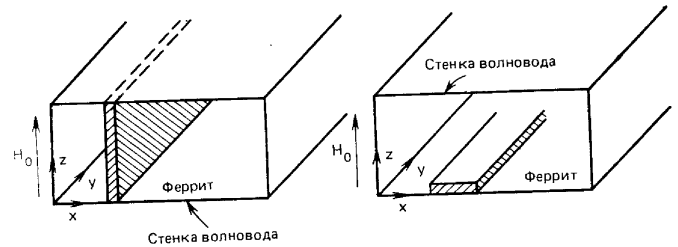


Рис. 8.8. Размещение феррита в прямоугольном волноводе

возмущений. Соответствующее выражение возмущений для геометрии, приведенной на рис. 8.8, выведено Лаксом и Баттоном [1]:

$$\Gamma + \Gamma_0^* = \frac{j\omega \int_{\Delta s} [\epsilon_0 (\chi_e^e \bar{E}_0) \bar{E}_0^* + \mu_0 (\chi_e^e \bar{h}_0) \bar{h}_0^*] ds}{2 \int_s \bar{t}_y (\bar{E}_0 \times \bar{h}_0) ds}. \quad (8.65)$$

В этом выражении распространение волны предполагается по оси y , поскольку приложенное постоянное магнитное поле принято направленным вдоль оси z , т. е. перпендикулярно направлению распространения.

В (8.65) \bar{E}_0 и \bar{h}_0 характеризуют поле в волноводе до введения феррита

$$\bar{E}_0 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -j \frac{\omega \mu_0}{k} \sin kx \end{bmatrix} e^{\pm \Gamma_0 y}, \quad (8.66)$$

$$\bar{h}_0 = \begin{bmatrix} \frac{\Gamma_0}{k} \sin kx \\ \pm \cos kx \\ 0 \end{bmatrix} e^{\pm \Gamma_0 y} \quad (8.67)$$

$$-\Gamma_0^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 - k^2. \quad (8.68)$$

Тензор внешней магнитной восприимчивости в (8.65) задается выражением

$$[\chi^e] = \begin{bmatrix} \chi_{xx}^e & \chi_{xy}^e & 0 \\ -\chi_{xy}^e & \chi_{yy}^e & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (8.69)$$

Тензор $[\chi^e]$ отличается от определяемого (8.25) тензора внутренней магнитной восприимчивости тем, что его члены устанавливают зависимость внутреннего намагничивания с составляющими внешнего магнитного поля в полном волноводе, а не с полями внутри феррита, как это имеет место при использовании (8.25). Тензор внешней магнитной восприимчивости легко определяется за счет h_x, h_y и H_0 в (8.9) и (8.10) на

$$h_x = h_{0x} - N_x m_x / \mu_0, \quad (8.70)$$

$$h_y = h_{0y} - N_y m_y / \mu_0, \quad (8.71)$$

$$H_0 = H_{0z} - N_z M_0 / \mu_0. \quad (8.72)$$

Коэффициенты поперечного размагничивания N_x и N_y и коэффициент размагничивания в направлении оси z (N_z) связаны между собой соотношением

$$N_x + N_y + N_z = 1. \quad (8.73)$$

Эти коэффициенты для некоторых простых конфигураций приведены в подписи к рис. 8.9. Если $N_x \approx N_y$, то в (8.69)

$$\chi_{xx}^e = \chi_{yy}^e. \quad (8.74)$$

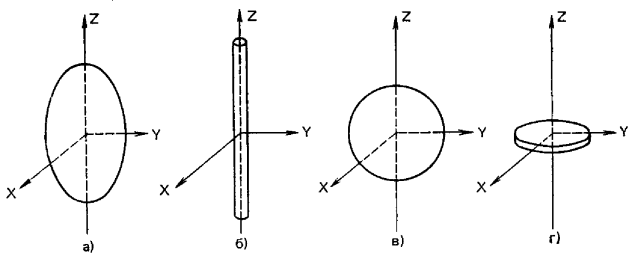


Рис. 8.9. Коэффициенты размагничивания для простейших конфигураций ферритов: а — эллипсоид, $N_x + N_y + N_z = 1$; б — игла, $N_x = N_y = 1/2, N_z = 0$; в — сфера, $N_x = N_y = N_z = 1/3$; г — тонкий диск, $N_x = N_y = 0, N_z = 1$

Обозначим S и ΔS — площади поперечного сечения волновода и ферритовой пластины и χ^e — диэлектрическая проницаемость ферритового материала. Производя раздельное интегрирование каждого интеграла в (8.65), получим

$$\Gamma_{\pm} - j\beta_0 = j \frac{\Delta S}{S \beta_0} [\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \chi_{xx}^e \sin^2 kx + \beta_0^2 \chi_{xx}^e \sin^2 kx + k^2 \chi_{yy}^e \cos^2 kx \pm \pm j \chi_{xy}^e k \beta_0 \sin 2kx], \quad (8.75)$$

где знаки « \pm » показывают, что в общем случае распространение волны неважно.

8.11. Теория возмущений неважного фазовращателя на прямоугольном волноводе

Неважность фазового сдвига, описываемого (8.75), может быть определена, если представить $\Gamma_0 = \alpha + j\beta_0$ и $\chi = \chi' - j\chi''$ и рассмотреть их мнимые части

$$\beta_{\pm} = \beta_0 + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \frac{\Delta S}{S \beta_0} (\chi_{xx}^e)' \sin^2 kx + \frac{\Delta S}{S \beta_0} [(\chi_{xx}^e)' \beta_0^2 \sin^2 kx + + (\chi_{yy}^e)' k^2 \cos^2 kx \pm (\chi_{xy}^e)' k \beta_0 \sin 2kx]. \quad (8.76)$$

Таким образом, дифференциальный сдвиг фазы составит

$$\beta_+ - \beta_- = -2 \frac{\Delta S}{S} [(\chi_{xy}^e)' k \sin 2kx]. \quad (8.77)$$

Из этого уравнения следует, что максимальный дифференциальный сдвиг фазы будет наблюдаться при $x = a/4$.

8.12. Теория возмущений резонансного вентиля, выполненного на прямоугольном волноводе

Одним из наиболее широко используемых неважных ферритовых устройств является резонансный вентиль, построенный с применением волновода прямоугольного сечения. Действие этого устройства основано на неважности потерь в прямоугольном волноводе, нагруженном ферритом. Эта неважность легко видна из рассмотрения действительных частей уравнения (8.75), что приводит к

$$\alpha_{\pm} = \frac{\Delta S}{S} [\beta_0^2 (\chi_{xx}^e)'' \sin^2 kx + k^2 (\chi_{yy}^e)'' \cos^2 kx \pm \pm 2 (\chi_{xy}^e)'' k \beta_0 \sin kx \cos kx], \quad (8.78)$$

где диэлектрическими потерями χ''_e пренебрегают. Максимальное отношение потерь, вносимых при распространении в обратном направлении, к прямым потерям составляет

$$R = \chi''_+ / \chi''_- \quad (8.79)$$

Условие применимости (8.79) определяется из (8.64) в виде

$$\operatorname{tg} kx = k / \beta_0. \quad (8.80)$$

Последнее выражение определяет положение СВЧ магнитного поля в волноводе, соответствующее его круговой поляризации. Типичные данные такого вентиля приведены на рис. 8.10.

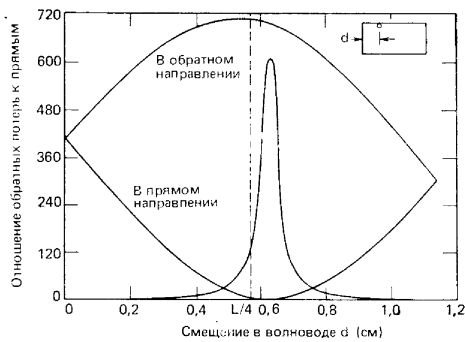


Рис. 8.10. Теоретическое затухание в резонансном вентиле, рассчитанное по теории возмущений (согласно Лаксу)

8.13. Циркулятор на дифференциальном фазовращателе

Одним из применений дифференциального фазовращателя является его использование для построения циркуляторов. Подобный циркулятор состоит из волноводного моста типа «магического Т» и гибридного трехдецибелного устройства с сочленением отрезками волновода, в которых размещены невзаимные ферритовые фазовращатели, обеспечивающие сдвиг фазы на 45° . Фазовращатели в этих отрезках волновода имеют противоположную намагнитченность, что обеспечивает общий сдвиг фазы на 90° . Принцип действия циркулятора становится понятным из рассмотрения рис. 8.11. Волна, поступающая в плечо 1, т. е. в плечо H «магического Т», делится поровну на две синфазные волны, поступающие в два фазовращателя. Одна из этих волн приобретает сдвиг фазы на $+\pi/4$ рад и, поступая на гибридное сочленение по боковой стенке, делится в нем на две равные составляющие, которые поступают на выходы плеч 2 и 4. Таким образом, составляющая на выходе плеча 2 приобретает сдвиг фазы $\pi/4$, в то время как волна на выходе плеча 4 обладает сдвигом фазы $3\pi/4$. Аналогично вторая волна за счет прохождения через фазовращатель приобретает сдвиг фазы $-\pi/4$ и после деления в гибридном сочленении образует на выходе плеч 2 и 4 две составляющие. Составляющая, поступающая в плечо 2, приобрела общий сдвиг фазы $+\pi/4$, а составляющая, поступающая в плечо 4 — сдвиг фазы $-\pi/4$. Таким образом, волны в плече 4 оказываются сдвинутыми на π рад и поэтому полностью компенсируют друг друга. С другой стороны, две волны в плече 2 оказываются в фазе и будут таким образом складываться. Так обеспечивается передача колебаний из плеча 1 в плечо 2. Аналогичным образом происхо-

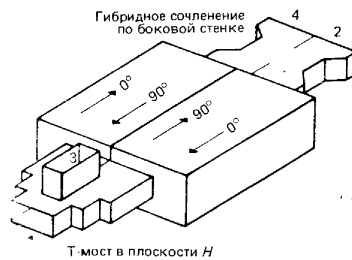


Рис. 8.11. Четырехплечный волноводный циркулятор, использующий дифференциальный сдвиг фазы

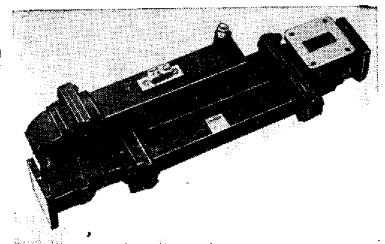


Рис. 8.12. Волноводный трехсантиметровый циркулятор, использующий дифференциальный сдвиг фазы (фирма Ferranti)

дит передача колебаний из плеча 2 в плечо 3 и т. д., в круговом направлении. Промышленный образец циркулятора трехсантиметрового диапазона такого типа показан на рис. 8.12.

Упражнения

1. Построить матрицу S отрезка волновода с использованием эффекта вращения Фарадея для поворота на 45° .
2. Показать, что $\mu_{\pm} = 1 + \chi_{\pm}$.
3. Рассмотреть принцип действия невзаимного фазовращателя, построенного на отрезке волновода с использованием эффекта вращения Фарадея, помещенного между двумя четвертьволновыми пластинами.
4. Определить действительные и мнимые части χ_{xx} и χ_{xy} , заменяя ω_0 на $\omega_0 + ja$.
5. Построить график μ_{\pm} для случая $\omega_m = \omega$, $\alpha = 0.01$.
6. Построить график $\mu_{\text{эфф}} = (\mu^2 - k^2)/\mu$ для случая $\omega_m = \omega$, $\alpha = 0.01$.
7. Определить элементы тензора внешней магнитной восприимчивости в (8.69), заменяя внутренние поля феррита в (8.9) и (8.10) на внешние магнитные поля, определяемые (8.70) — (8.72). При выводе N_z пренебречь.
8. Показать, что внешние магнитные восприимчивости, полученные при решении предыдущего упражнения, обладают резонансом при

$$\gamma \{ [H_0 - (N_x - N_z)M_0/\mu_0] [H_0 - (N_x - N_y)M_0/\mu_0] \}^{1/2},$$

в отличие от резонанса при γH_0 для внутренних магнитных восприимчивостей.

9. Коэффициенты размагничивания ферритовой сферы составляют $N_x = N_y = N_z = 1/3$. Определить значение резонансной частоты, используя результаты предыдущего упражнения. Проанализировать полученный результат.
10. Показать, что постоянные распространения плоской волны в бесконечной среде, намагниченной перпендикулярно направлению распространения, составляют

$$\beta = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon} \quad \text{и} \quad \beta = \omega \sqrt{(\mu^2 - k^2) \epsilon / \mu}.$$

11. Определить дифференциальный сдвиг фазы колебания частоты 10 ГГц, проходящего по волноводу с поперечным сечением $10,16 \times 22,86$ мм, в котором размещен феррит с поперечным сечением 1×2 мм на расстоянии 5,715 мм от одной из боковых стенок. Расчет произвести на единицу длины волновода. При расчете принять $(\chi_{xy})' = 0,5$. Рассчитать длину такого фазовращателя, обеспечивающего сдвиг фазы на 90° .

12. Показать, что при $\operatorname{tg} kx = k/\beta$

$$\alpha_{\pm} = \frac{2 \Delta S k^2 \cos^2 kx}{S} (\chi_{\pm})''$$

при условии, что $\chi_{xx} = \chi_{yy}$. Определить α_{\pm} при таких условиях для геометрии предыдущего упражнения, принимая $(\chi_{+})'' = 100$ и $(\chi_{-})'' = 0,5$. Рассчитать длину резонансного вентиля, при которой развязка составляет 10 дБ.

Глава 9

ЖИГ ФИЛЬТРЫ

Железо-иттриевые гранаты (ЖИГ), изготовленные в виде полированных до высокой чистоты поверхности сфер или дисков, представляют собой высокочастотные СВЧ резонаторы. Особым достоинством таких резонаторов является возможность их перестройки в чрезвычайно широком диапазоне частот путем изменения напряженности приложенного постоянного магнитного поля. При совпадении частоты прецессии электронов с частотой СВЧ поля в таких резонаторах наблюдается явление СВЧ резонанса. Наилучшей конфигурацией ЖИГ резонатора является сфера, поскольку ее относительно несложно ориентировать в магнитном поле, а резонансное поле не сильно зависит от ориентации сферы. Обычно диаметр сферы находится в пределах от 0,4 до 1,0 мм. Добротность резонатора такого типа сравнима или превосходит добротность большинства СВЧ устройств, в то время как малые габариты выгодно отличают эти резонаторы от эквивалентных полых резонаторов с механической перестройкой частоты. На рис. 9.1 представлены кристалл железитриевого граната и изготовленные из такого кристалла полированные ЖИГ сферы.

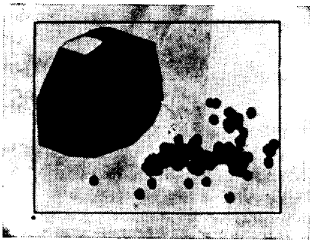


Рис. 9.1. Кристалл ЖИГ и полированные до высокой степени чистоты поверхности ЖИГ сферы

На рис. 9.2 приведена идеализированная схема полосового фильтра, в котором две расположенные под прямым углом петли окружают маленькую ферритовую сферу, помещенную в точке пересечения осей петель. При отсутствии намагничения передача энергии между петлями не происходит, поскольку оси взаимно перпендикулярны. Отсутствует также и взаимодействие с ферритовой сферой. При наложении постоянного магнитного поля вдоль оси z петли оказываются связанными поперечными составляющими поля диполя ферритового резонатора; эта связь максимальна при ферромагнитном резонансе. Взаимно перпендикулярные цепи могут быть представлены в виде перекрещенных проводников, петля, полосковых линий, волноводов или различных видов коле-

баний в полном резонаторе. На рис. 9.3 представлена внутренняя структура трехкаскадного СВЧ полосового ЖИГ фильтра.

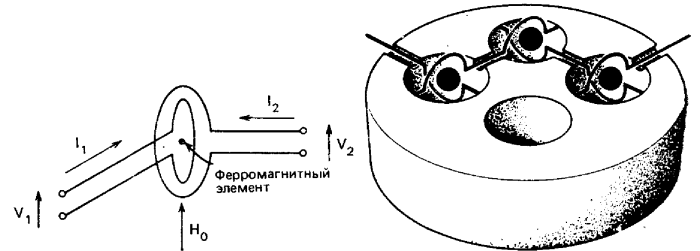


Рис. 9.2. Схема идеализированного ЖИГ резонатора с петлевой связью

Рис. 9.3. Внутреннее строение трехкаскадного ЖИГ фильтра

Поскольку ЖИГ фильтр аналогичен невзаимному двухплечевому гириатору, настоящая глава начинается с определения такой цепи через ее S , Z и Y матрицы и их собственные значения.

9.1. Матрица рассеяния двухплечевого гириатора

Основная цель невзаимного двухплечевого гириатора, определенного Теллегеном [1], обладает невзаимным сдвигом фазы на 180° между входным и выходным плечами. Схема такой цепи при-

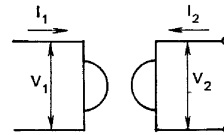


Рис. 9.4. Схема гириатора

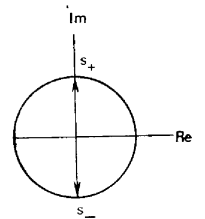


Рис. 9.5. Собственные значения цепи гириатора

ведена на рис. 9.4. Матрица рассеяния двухплечевого гириатора может быть записана в виде

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (9.1)$$

Характеристическое уравнение такой матрицы может быть представлено как

$$s^2 + 1 = 0, \quad (9.2)$$

а его два корня

$$s_+ = j, \quad s_- = -j. \quad (9.3), (9.4)$$

Собственные значения цепи гириатора показаны на рис. 9.5.

Собственные векторы получают из уравнения собственных значений (рис. 9.6а)

$$S\bar{U}_n = s_n \bar{U}_n. \quad (9.5)$$

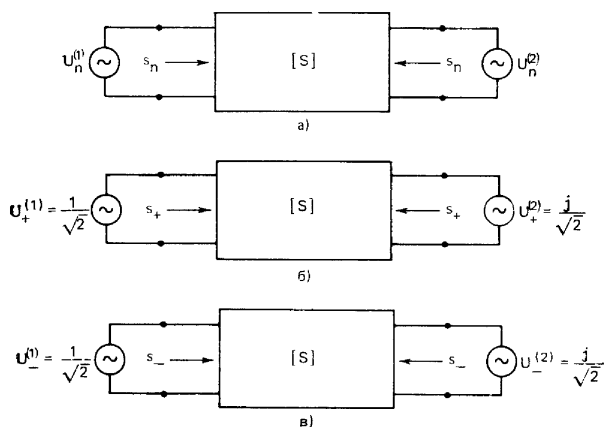


Рис. 9.6. Схема, иллюстрирующая: уравнение собственных значений (а), уравнение собственных значений U_+ (б) и уравнение собственных значений U_- (в)

Для s_+ имеем

$$\begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = s_+ \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (9.6)$$

откуда $(a_1/a_2) = j$. (9.7)

Поэтому нормированный собственный вектор будет равен

$$\bar{U}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}. \quad (9.8)$$

Аналогично

$$\bar{U}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}. \quad (9.9)$$

Уравнение собственных значений этих двух собственных векторов (9.5) иллюстрируется рис. 9.6б и в.

Матрица рассеяния образуется диагонализацией матрицы S

$$\bar{S} = \bar{U} \lambda (\bar{U}^*)^T, \quad (9.10)$$

где $\bar{U} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -j & j \end{bmatrix}$, $(\bar{U}^*)^T = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ 1 & -j \end{bmatrix}$, $\bar{\lambda} = \begin{bmatrix} s_+ & 0 \\ 0 & s_- \end{bmatrix}$, (9.11), (9.12), (9.13)

В результате

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (s_+ + s_-) & j(s_+ - s_-) \\ -j(s_+ - s_-) & (s_+ + s_-) \end{bmatrix}. \quad (9.14)$$

9.2. Матрица сопротивлений (проводимостей) гираторной цепи

Покажем теперь, что гираторная цепь имеет как матрицу сопротивлений, так и матрицу проводимостей. Нормированные собственные значения сопротивлений

$$z_+ = \frac{1 + s_+}{1 - s_+} = \frac{1 + j}{1 - j} = j, \quad (9.15)$$

$$z_- = \frac{1 + s_-}{1 - s_-} = \frac{1 - j}{1 + j} = -j. \quad (9.16)$$

Нормированные собственные значения проводимостей — величины, обратные собственным значениям нормированных сопротивлений:

$$y_+ = 1/z_+ = -j, \quad y_- = 1/z_- = j. \quad (9.17), (9.18)$$

Матрица проводимостей теперь может быть диагонализирована в соответствии с (9.10)

$$\bar{Y} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (y_+ + y_-) & j(y_+ - y_-) \\ -j(y_+ - y_-) & (y_+ + y_-) \end{bmatrix} \quad (9.19)$$

или, выраженная через исходные переменные,

$$\bar{Y} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (9.20)$$

Эквивалентная схема, иллюстрирующая матрицу проводимостей, приведена на рис. 9.7.

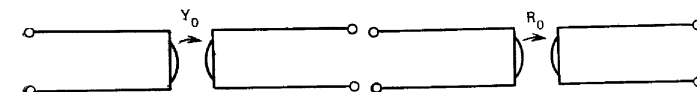


Рис. 9.7. Эквивалентная схема, иллюстрирующая матрицу проводимостей

Рис. 9.8. Эквивалентная схема, иллюстрирующая матрицу сопротивлений

Для матрицы сопротивлений имеем

$$\bar{Z} = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (9.21)$$

а иллюстрирующая ее эквивалентная схема представлена на рис. 9.8.

9.3. Двухплечий гиратор с взаимно перпендикулярными петлями, связанными через ЖИГ сферу

Цепь гиратора можно реализовать различными методами. Одним из устройств, содержащим двухплечий гиратор, является полусовой фильтр (рис. 9.9а). Две катушки, оси которых пересекаются под прямым углом, охватывают небольшую по размерам ферритовую сферу, размещенную в точке пересечения осей. При отсутствии намагниченности сферы обмен энергией между катушками не происходит, поскольку оси катушек взаимно перпендикулярны и нет взаимодействия с ферритом. При наложении постоянного магнитного поля вдоль оси z обе катушки оказываются связанными поперечными составляющими дипольного поля ферритового резонатора, причем при ферромагнитном резонансе эта связь максимальна.

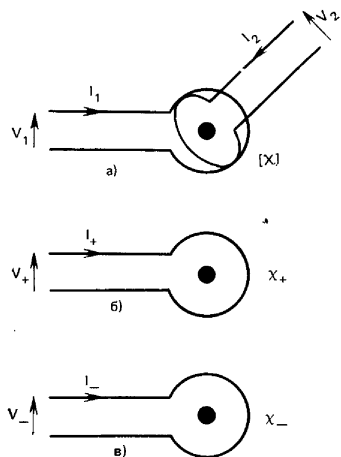


Рис. 9.9. Резонатор на ЖИГ с петлевой связью (а) и его собственные цепи V_+ (б) и V_- (в)

Матрица сопротивлений ЖИГ резонатора с петлями связи может быть выведена непосредственно из его схемы (см. рис. 9.9а). Однако, придерживаясь принятого нами подхода, эту матрицу можно получить из рассмотрения собственных цепей такого резонатора (рис. 9.9б и в). Поскольку связь между петлями отсутствует, собственные цепи и исходная схема обладают одинаковыми параметрами петель. Однако тензорное выражение магнитной восприимчивости исходной схемы для двух собственных цепей в (8.30) и (8.31) превращается в скалярные величины χ_{\pm} .

Для определения собственных значений сопротивлений предположим, что в двух собственных цепях, там, где помещена ферритовая сфера, возникают магнитные поля с противоположными направлениями вращения h_{\pm} , вызванные токами I_{\pm} :

$$h_{e+} = KI_+, \quad h_{e-} = KI_-, \quad (9.22), (9.23)$$

где K — коэффициент связи, определяемый только геометрией устройства и положением ферритовой сферы.

Наведенные в двух собственных цепях напряжения запишутся в виде

$$V_+ = j\omega \int_{\text{по петле}} b_+ da, \quad (9.24)$$

$$V_- = j\omega \int_{\text{по петле}} b_- da. \quad (9.25)$$

Величины индукций в петлях, вызванные эквивалентными дипольными полями ферритового резонатора, составят

$$b_{\pm} = m_{\pm} v / 2\pi r^3, \quad (9.26)$$

$$b_{\pm} = m_{\pm} v / 2\pi r^3, \quad (9.27)$$

где v — объем ферритовой сферы и r — радиальное расстояние от магнитного диполя.

Поперечная намагниченность сферы выражается как

$$m_{\pm} = \mu_0 \chi_{\pm}^e h_{e\pm}, \quad (9.28)$$

$$m_{\pm} = \mu_0 \chi_{\pm}^e h_{e\pm}, \quad (9.29)$$

$$\text{где } \chi_{\pm}^e = \omega_m / (\mp\omega + \omega_r). \quad (9.30)$$

Подставляя m_+ и m_- в (9.26) и (9.27), получим

$$b_{\pm} = \frac{\mu_0 v}{2\pi r^3} (\chi_{\pm}^e KI_{\pm}), \quad (9.31)$$

$$b_{\pm} = \frac{\mu_0 v}{2\pi r^3} (\chi_{\pm}^e KI_{\pm}). \quad (9.32)$$

Наконец, подставляя полученные выражения в (9.24) и (9.25), получим собственные значения сопротивлений в виде

$$Z_+ = \frac{j\mu_0 \omega v}{2\pi} \int_{\text{по петле}} \frac{\chi_{\pm}^e K}{r^3} da, \quad (9.33)$$

$$Z_- = \frac{j\mu_0 \omega v}{2\pi} \int_{\text{по петле}} \frac{\chi_{\pm}^e K}{r^3} da. \quad (9.34)$$

В качестве примера рассмотрим связь между двумя взаимно перпендикулярными петлями радиусом r_0 , которая обеспечивается ферритовым резонатором, размещенным в геометрическом центре (см. рис. 9.2). В этом случае

$$h_{e+} = I_+ / (2r_0), \quad h_{e-} = I_- / (2r_0). \quad (9.35), (9.36)$$

Таким образом, в (9.33) и (9.34)

$$K = 1 / (2r_0). \quad (9.37)$$

Интегрирование по площади петель приводит к

$$Z_{\pm} = j\mu_0 \omega v \chi_{\pm}^e / (2r_0^2), \quad Z_{\pm} = j\mu_0 \omega v \chi_{\pm}^e / (2r_0^2) \quad (9.38), (9.39)$$

и линейная комбинация Z_{\pm} дает обычную форму матрицы сопротивлений Z в виде

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & -R_0 \\ R_0 & Z_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}, \quad (9.40)$$

где V_1 и V_2 — напряжения, наведенные в петлях, и I_1 и I_2 — токи, текущие в петлях. В этом выражении

$$Z_{11} = j\mu_0 \omega v \chi_{xx}^e / (2r_0^2), \quad R_0 = -j\mu_0 \omega v \chi_{xy}^e / (2r_0^2) \quad (9.41), (9.42)$$

$$\text{и } \chi_{xx}^e = (\chi_{e+}^e + \chi_{e-}^e) / 2, \quad \chi_{xy}^e = (\chi_{e+}^e - \chi_{e-}^e) / 2. \quad (9.43), (9.44)$$

Учет самоиндукции петель приводит к видоизменению (9.38) и (9.39)

$$Z_+ = j\omega L_s + j\mu_0 v \omega \chi_e^+ / 2r^2_0, \quad (9.45)$$

$$Z_- = j\omega L_s + j\mu_0 v \omega \chi_e^- / 2r^2_0. \quad (9.46)$$

9.4. Эквивалентная схема связанного ЖИГ резонатора, в котором используется цепь гиратора

Полная эквивалентная схема связанного ЖИГ резонатора, основанная на идеальной цепи гиратора, разработана Картером [2] (рис. 9.10а). Здесь параллельная индуктивность L_f соответствует

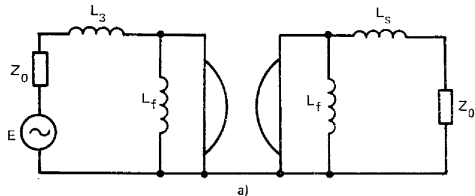
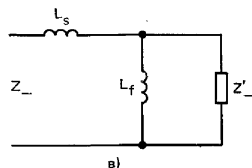
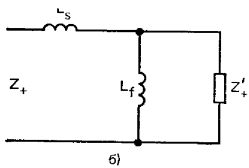


Рис. 9.10. Полная эквивалентная схема связанного ЖИГ резонатора (а) и ее собственные цепи V_+ (б) и V_- (в)



вносимой ферритом индуктивности, в то время как последовательная индуктивность L_s — самоиндукции цепей связи. На рис. 9.10б и в показаны собственные цепи этой схемы, выраженные через собственные значения сопротивления Z'_\pm идеальной цепи гиратора.

Эквивалентность схем связанного ЖИГ резонатора, изображенных на рис. 9.10б, в и рис. 9.9б и в, получается из рассмотрения их описаний. При описании резонатора с помощью матрицы сопротивлений два собственных значения могут быть получены из комбинации уравнений (9.45) и (9.46) с уравнением (9.30):

$$Z_+ = j\omega L_s + j\mu_0 v \omega m / (-\omega + \omega_r) 2r^2_0, \quad (9.47)$$

$$Z_- = j\omega L_s + j\mu_0 v \omega m / (\omega + \omega_r) 2r^2_0. \quad (9.48)$$

Для собственных цепей (см. рис. 9.9б и в) собственные значения составят

$$Z_+ = j\omega L_s + j\omega L_f (Z'_+ - jL_f) / [-\omega + (Z'_+ - jL_f)], \quad (9.49)$$

$$Z_- = j\omega L_s + j\omega L_f (Z'_- - jL_f) / [\omega + (Z'_- - jL_f)]. \quad (9.50)$$

Эти два набора собственных значений будут взаимно эквивалентны при условии, что

$$Z'_+ = -j\omega_r L_f, \quad Z'_- = j\omega_r L_f, \quad (9.51), (9.52)$$

$$\text{где } L_f = \frac{\mu_0 v \omega m}{2 r^2_0 \omega_r}. \quad (9.53)$$

Таким образом подтверждается характер собственных значений цепи гиратора, определенных ранее (9.15) и (9.16).

Матрица сопротивлений цепи гиратора определяется выражениями

$$R_0 = j(Z'_+ - Z'_-) / 2 = \mu_0 v \omega m / 2r^2_0, \quad (9.54)$$

$$Z_{11} = (Z'_+ + Z'_-) / 2 = 0. \quad (9.55)$$

Таким образом, качественный уровень гиратора определяется объемом сферы граната, радиусом петли связи и намагниченностью материала граната.

9.5. Матрица рассеяния ЖИГ фильтра с петлевой связью при резонансе

Собственные значения сопротивлений ЖИГ фильтра составляют

$$Z_+ = j\omega R_0 / (-\omega + \omega_r), \quad (9.56)$$

$$Z_- = j\omega R_0 / (\omega + \omega_r). \quad (9.57)$$

Определяя соответствующие собственные значения матрицы рассеяния с помощью зависимости между s и Z двухполюсника, получим

$$s_+ = \frac{(j\omega R_0 / Z_0) - (-\omega + \omega_r)}{(j\omega R_0 / Z_0) + (-\omega + \omega_r)}, \quad (9.58)$$

$$s_- = \frac{(j\omega R_0 / Z_0) - (\omega + \omega_r)}{(j\omega R_0 / Z_0) + (\omega + \omega_r)}. \quad (9.59)$$

При резонансе

$$s_+ = 1, \quad s_- = \frac{(j R_0 / Z_0) - 2}{(j R_0 / Z_0) + 2}. \quad (9.60), (9.61)$$

Следовательно, параметры рассеяния при резонансе выражаются

$$|S(0)_{21}|^2 = \frac{1}{1 + (R_0 / 2Z_0)^2}, \quad |S(0)_{11}|^2 = \frac{(R_0 / 2Z_0)^2}{1 + (R_0 / 2Z_0)^2}. \quad (9.62), (9.63)$$

9.6. Полоса пропускания ЖИГ фильтра с петлевой связью

Вблизи основного резонанса (9.58) и (9.59) приобретают вид

$$s_+ \approx \frac{(j R_0 / Z_0) - \delta}{(j R_0 / Z_0) + \delta}, \quad s_- \approx \frac{(j R_0 / Z_0) - 2}{(j R_0 / Z_0) + 2}, \quad (9.64), (9.65)$$

$$\text{где } \delta \approx (-\omega + \omega_r) / \omega. \quad (9.66)$$

Записывая S_{21} через исходные переменные, получим

$$|S_{21}|^2 = \frac{1(\delta R_0/Z_0) - (2R_0/Z_0)^2}{[-(R_0/Z_0)^2 + 2\delta]^2 + [(2R_0/Z_0) + (\delta R_0/Z_0)]^2} \quad (9.67)$$

При $\delta \ll 2$

$$|S_{21}|^2 = \frac{|S(0)_{21}|^2}{1 + |S(0)_{21}|^2 (Z_0/2R_0)^2 (2\delta)^2} \quad (9.68)$$

где $|S(0)_{21}|^2$ определяется (9.62).

Отсюда, полоса пропускания устройства по уровню половинной мощности составит

$$2\delta = 1/|S(0)_{21}| (Z_0/2R_0). \quad (9.69)$$

9.7. Матрица рассеяния ЖИГ фильтра с петлевой связью с учетом потерь

Учет влияния потерь в (9.56) и (9.57) за счет замены ω_r в (9.30) на $\omega_r + j\omega\alpha$ приводит к

$$Z_+ = j\omega R_0 / (-\omega + \omega_r + j\alpha\omega), \quad Z_- = j\omega R_0 / (\omega + \omega_r + j\alpha\omega), \quad (9.70), (9.71)$$

$$\text{где } \alpha = \gamma \Delta H / 2\omega, \quad (9.72)$$

ΔH — ширина спектральной линии однородного вида колебаний, γ — гиромагнитное отношение.

Если пренебречь влиянием потерь (затухания) на собственную цепь, не имеющую основного резонанса, то предыдущие уравнения при резонансе примут вид

$$Z_+ = R_0/\alpha, \quad Z_- \approx jR_0/2\alpha. \quad (9.73), (9.74)$$

Таким образом,

$$s_+ = \frac{(R_0/\alpha Z_0) - 1}{(R_0/\alpha Z_0) + 1}, \quad s_- \approx \frac{(jR_0/2Z_0) - 1}{(jR_0/2Z_0) + 1}. \quad (9.75), (9.76)$$

Искомый результат получается, если S_{21} выразить через s_{\pm} обычным способом:

$$|S_{21}|^2 \approx |S(0)_{21}|^2 / [1 + (\alpha Z_0/R_0)]^2, \quad (9.77)$$

где $|S(0)_{21}|$ — коэффициент рассеяния в отсутствие потерь, определяемый по (9.62); при этом предполагается, что $\alpha \ll 2$.

Рассеяние мощности в схеме может быть определено из мощностей рассеяния в каждой из собственных цепей:

$$q_+ = 1 - s_+ s_+^* \approx 4\alpha Z_0/R_0, \quad (9.78)$$

$$q_- = 1 - s_- s_-^* = 0. \quad (9.79)$$

Отсюда рассеяние мощности в схеме

$$Q_{11} = (q_+ + q_-)/2 \approx 2\alpha Z_0/R_0. \quad (9.80)$$

Теперь $|S_{21}|^2$ может быть выражен через коэффициент рассеяния мощности как

$$|S_{21}|^2 \approx |S(0)_{21}|^2 (1 - Q_{11}). \quad (9.81)$$

Наконец, S_{11} определяется из энергетических условий в виде

$$1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 = Q_{11} \quad (9.82)$$

или непосредственно через известные s_{\pm}

$$|S_{11}|^2 \approx 1 - \frac{2\alpha Z_0}{R_0} - \frac{|S(0)_{21}|^2}{[1 + (\alpha Z_0/R_0)]^2}. \quad (9.83)$$

9.8. Коэффициент отражения от гиратора с потерями при нагрузке одного плеча на перемещаемый короткозамыкатель

Одним из способов оценки потерь в двух собственных цепях схемы гиратора является измерение коэффициента отражения от входного плеча при условии, что второе плечо имеет нагрузку, которой является перемещаемый короткозамыкающий поршень. Зависимость выходных параметров схемы гиратора от входных может быть записана в виде

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (9.84)$$

Принимая

$$a_1 = 1 \text{ и } a_2 = e^{-j\varphi}, \quad (9.85), (9.86)$$

получим

$$b_1/a_1 + S'_{11} = S_{11} + S_{12}S_{21}e^{j\varphi}/(1 - S_{11}e^{-j\varphi}). \quad (9.87)$$

Собственные значения матрицы рассеяния идеального гиратора с потерями составляют

$$s_+ \approx j(1 - q_+/2), \quad s_- \approx -j(1 - q_-/2), \quad (9.88), (9.89)$$

где q_{\pm} — собственные значения матрицы рассеяния мощности или, что эквивалентно, рассеяние мощности в каждой из собственных цепей.

Выражая S_{11} , S_{12} и S_{21} через s_{\pm} обычным способом, получим

$$S'_{11} \approx j(1 - q_+) \text{ при } e^{-j\varphi} = j \quad (9.90)$$

и

$$S'_{11} \approx -j(1 - q_-) \text{ при } e^{-j\varphi} = -j. \quad (9.91)$$

Для промежуточных положений короткозамыкающего поршня, при которых $e^{-j\varphi} = \pm 1$, получим

$$S'_{11} = \pm \left(1 - \frac{q_+ + q_-}{2} \right). \quad (9.92)$$

Таким образом, (9.90) и (9.91) описывают два крайних значения S'_{11} и поэтому могут быть использованы для определения параметров потерь q_{\pm} собственных цепей и тем самым полных потерь в устройстве.

Собственные значения мощности потерь легко измеряются подключением гиратора к трехдецибельному гибричному сочленению

(рис. 9.11а и б). Отметим, что подобное подключение приводит к образованию настраиваемого резонансного вентильного устройства между входными плечами гибридного сочленения.

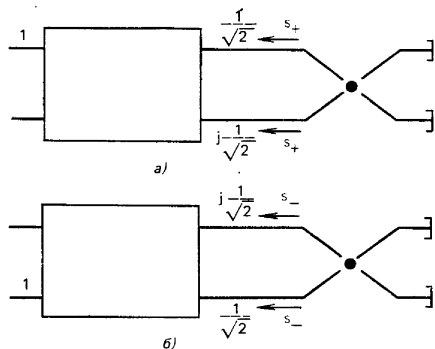


Рис. 9.11. Схема для измерения собственного значения схемы гириатора s_+ (а) и s_- (б)

9.9. Явление ограничения в ЖИГ сферах при высоких уровнях мощности

Резонаторы с ЖИГ сферой при высоких уровнях мощности сигналов из-за связи колебаний однородного вида со спиновыми волнами (высшими типами намагничивания) при удовлетворении определенным частотным условиям обладают нелинейным затуханием. Самой важной из подобных нестабильностей при основном ферромагнитном резонансе является ограничение, связанное с совпадением частот и поэтому часто именуемое «ограничением совпадения». В этом случае частота СВЧ сигнала совпадает как с частотой основного резонанса, так и с частотой спиновых волн при частоте, в два раза меньшей частоты накачки. Следствием таких нелинейных потерь является значительное снижение собственной (ненагруженной) добротности ЖИГ резонатора.

Для удовлетворения условию совпадения существенно необходимо, чтобы

$$\omega > 2N_t(\gamma 4\pi M_0).$$

Поскольку при этом требуется также, чтобы ЖИГ был в состоянии магнитного насыщения, то должно удовлетворяться и следующее требование:

$$N_t(\gamma 4\pi M_0) > \omega.$$

Комбинируя эти требования, получим условия существования ограничения совпадением в интервале

$$N_t(\gamma 4\pi M_0) > \omega > 2N_t(\gamma 4\pi M_0),$$

120

где N_t — поперечный коэффициент размагничивания, для сферического ЖИГ элемента равный $1/3$. На рис. 9.12 показаны области, соответствующие ненасыщенному режиму, режиму совпадения и

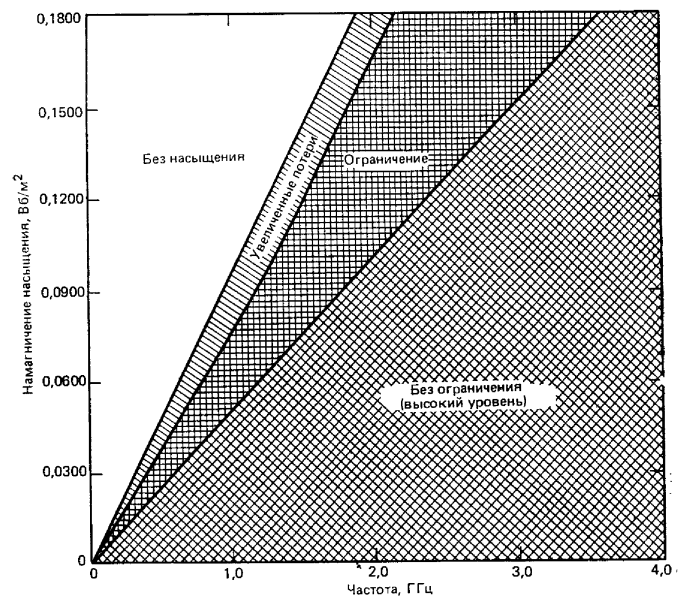


Рис. 9.12. Область ограничения совпадением резонатора на ЖИГ

режиму отсутствия ограничения для сферического ЖИГ элемента в зависимости от насыщения намагничивания.

Упражнения

1. Вывести матрицу \bar{Q} ЖИГ фильтра с петлевой связью из (9.78) и (9.79).
2. Определить S_{11} и S_{21} для ЖИГ фильтра с петлевой связью при сохранении в (9.56) и (9.57) члена, описывающего самоиндукцию петель L_s .
3. Вывести S_{11} , описываемый (9.83), с использованием метода собственных значений.
4. Проанализировать рассеиваемую в ЖИГ фильтре мощность при различных падающих волнах, используя $P_{\text{рас}} = 0,5\bar{a}^*Q\bar{a}$.
5. Вывести матрицу сопротивлений ЖИГ фильтра с петлевой связью, т. е. (9.40), используя поперечную формулу для магнитных восприимчивостей, определенных в гл. 8.
6. Используя (9.54), вычислить R_0 для ЖИГ сферы диаметром 1 мм при намагничивании до $0,1780$ Вб/м² и диаметре петель $2r_0 = 1,2$ мм при частоте 10 ГГц.

121

7. Определить $S(0)_{21}$ и $S(0)_{11}$ для сферы, определенной в упражнении 6.
8. Вычислить полосу пропускания по уровню половинной мощности ЖИГ фильтра со сферой, описанной в упражнении 6.
9. В ЖИГ фильтре использована сфера, намагниченная до $0,1780 \text{ Вб/м}^2$ с коэффициентом размагничивания $N_f=1/3$. Вычислить диапазон перестройки.
10. Определить входное сопротивление идеального гириатора, нагрузкой которого является сопротивление $Z_{\text{н}}$. Показать, что реактивная составляющая на входных зажимах такой схемы носит индуктивный характер при емкостном характере реактивности нагрузки.

Глава 10

У-ЦИРКУЛЯТОР

Наиболее распространенным видом трехплечих циркуляторов является устройство с симметричным распределением ферритового материала в месте сочленения трех линий передачи. Полосковый циркулятор одного из возможных типов показан на рис. 10.1а и б.

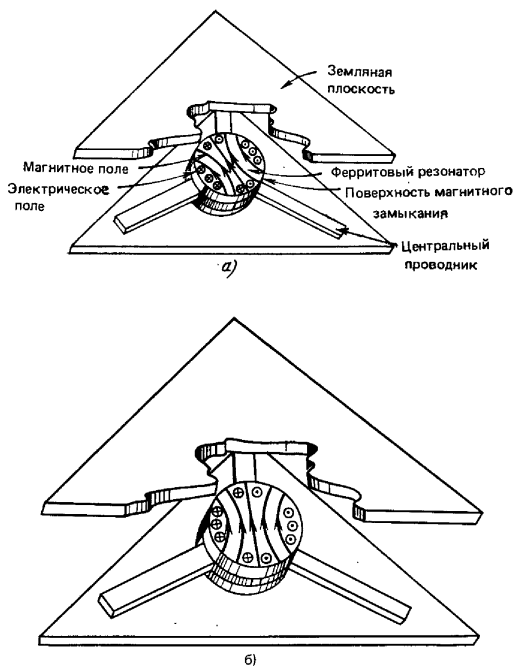


Рис. 10.1. Трехплечее сочленение полосковых линий и картина поля в размагниченном ферритовом резонаторе (а) и в намагниченном ферритовом резонаторе (б)

122

Он состоит из двух дисковых ферритовых резонаторов, разделенных центральным дисковым проводником, возбуждаемым симметричными линиями передачи. Ферритовый материал намагничен статическим магнитным полем перпендикулярно плоскости диска. В таком устройстве мощность, поступающая в плечо 1, выходит из плеча 2, и т. д. в круговом направлении. Важным свойством устройства является идеальность характеристик циркулятора при согласовании места сочленения. Упрощенно работу полоскового циркулятора можно описать с помощью стоячей волны электрического поля внутри диска, вызванной взаимодействием между двумя полями, вращающимися в противоположных направлениях. При отсутствии намагничивания резонансные частоты этих полей одинаковы. Намагничивание исключает это вырождение, и стоячая волна внутри диска вращается. Одним из условий для возникновения циркуляции является работа устройства в интервале определенных значений частот. Этим условием существенно ограничивается диаметр ферритового резонатора. Другое условие для циркуляции выполняется выбором указанных значений частот так, чтобы картина стоячего поля поворачивалась на 30° . По соображениям симметрии плечо 3 будет расположено в узле стоячей волны и потому окажется отключенным. Ферритовый диск в этом случае будет вести себя как полый резонатор, передающий мощность из плеча 1 в плечо 2. Выполнение указанного условия определяется напряженностью приложенного постоянного магнитного поля.

На рис. 10.1а показана картина поля при отсутствии намагничивания диска, а на рис. 10.1б показана та же картина поля, повернутая на угол 30° за счет намагничивания феррита для получения идеального циркулятора. Внешний вид промышленного образца волноводного циркулятора приведен на рис. 10.2.

10.1. Схемное определение циркулятора

Многие устройства У-циркуляторов удобно определять с помощью матрицы рассеяния этого устройства (рис. 10.3). В отсутствие потерь для описания идеального трехплечего циркулятора можно воспользоваться унитарными свойствами матрицы рассеяния.

Для такого устройства согласно закону сохранения энергии матрица рассеяния по необходимости должна быть унитарной

$$\mathcal{S}(\mathcal{S}^*)^T = I, \quad (10.1)$$

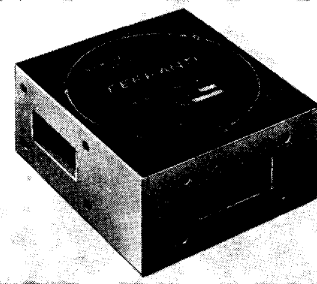
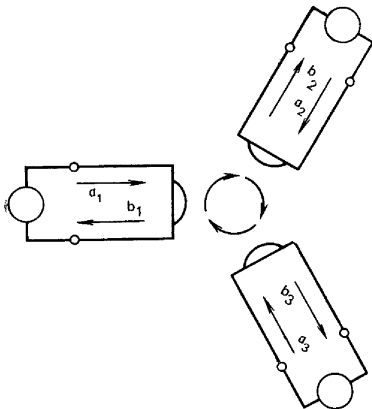


Рис. 10.2. Внешний вид волноводного циркулятора фирмы Ferranti

123



Покажем теперь, что согласованное симметричное трехплечее сочленение обязательно является циркулятором. Матрица рассеяния такого сочленения имеет вид

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{13} \\ S_{13} & 0 & S_{12} \\ S_{12} & S_{13} & 0 \end{bmatrix}. \quad (10.2)$$

Рис. 10.3. Схема трехплечевого сочленения с входными и выходными волнами рассеяния:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{13} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{13} & S_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix}$$

Применяя к этой матрице условие унитарности, получим $|S_{12}|^2 + |S_{13}|^2 = 1$ и $S_{12}S_{13}^* = 0$. (10.3), (10.4)

Последние два уравнения совместимы при условии, что $|S_{12}| = 1$ и $|S_{13}| = 0$ (10.5), (10.6)

или $|S_{12}| = 0$ и $|S_{13}| = 1$. (10.7), (10.8)

Из приведенных выше выражений видно, что если $S_{11} = 0$ (условие согласования), то либо $S_{12} = 0$ и $S_{13} = 1$, либо $S_{13} = 0$ и $S_{12} = 1$. Это и есть условия, определяющие идеальный циркулятор.

Используем теперь условие унитарности для доказательства невозможности согласования взаимного трехплечевого сочленения без потерь. Для взаимного сочленения матрица рассеяния должна быть симметричной

$$S_{ij} = S_{ji} \quad (10.9)$$

и при его согласовании диагональные члены должны быть равны нулю

$$S_{11} = S_{22} = S_{33} = 0. \quad (10.10)$$

Таким образом, матрица рассеяния согласованного взаимного трехплечевого сочленения приобретает вид

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & S_{12} \\ S_{12} & 0 & S_{12} \\ S_{12} & S_{12} & 0 \end{bmatrix}. \quad (10.11)$$

Комбинируя последнее выражение с условием унитарности, получим

$$2S_{12}S_{12}^* = 1, \quad S_{12}S_{12}^* = 0. \quad (10.12), (10.13)$$

Поскольку невозможно одновременно удовлетворить уравнениям (10.12) и (10.13), невозможно и согласовать взаимное трехплечее сочленение без потерь. Ниже будет показано, что наилучшее воз-

можное согласование взаимного трехплечевого сочленения соответствует $S_{11} = 1/3$.

Условие унитарности не дает указаний о том, каким способом можно реализовать идеальный циркулятор, несмотря на то, что оно используется для определения этого устройства. Для понимания принципа действия такого циркулятора необходимо отыскать его собственные значения s_n и собственные векторы \bar{U}_n , связанные с матрицей \bar{S} .

10.2. Собственные значения матрицы рассеяния

Связь между матрицей рассеяния и ее собственными значениями может быть установлена с помощью уравнения собственной матрицы \bar{S} :

$$\bar{S}\bar{U}_n = s_n\bar{U}_n, \quad (10.14)$$

где \bar{U}_n — собственный вектор и s_n — собственное значение (рис. 10.4).

Уравнение (10.14) обладает неисчезающим решением при условии

$$\det|\bar{S} - s_n\bar{I}| = 0, \quad (10.15)$$

где \bar{I} — единичная матрица.

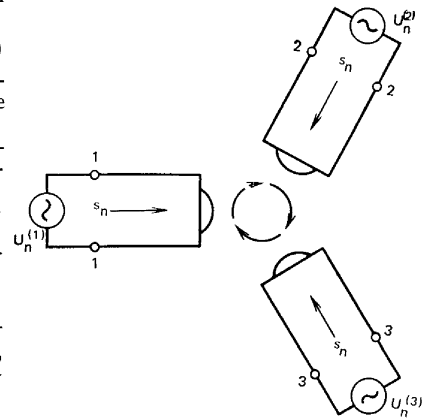


Рис. 10.4. Схема трехплечевого сочленения и уравнение собственных значений: $s_n\bar{U}_n = \bar{S}\bar{U}_n$ ($\bar{b} = \bar{S}\bar{a}$)

Поскольку существует прямая связь между собственными значениями идеального трехплечевого циркулятора и собственными значениями взаимного трехплечевого сочленения с минимальным значением S_{11} , определим собственные значения последнего. Взаимное трехплечее сочленение может быть описано матрицей \bar{S} вида

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} \end{bmatrix}. \quad (10.16)$$

Характеристическое уравнение такой матрицы имеет вид

$$(S_{11} - s_n)^3 - 3(S_{11} - s_n)S_{12}^2 + 2S_{12}^3 = 0, \quad (10.17)$$

и три собственных значения будут

$$s_0 = S_{11} + 2S_{12}, \quad s_{+1} = s_{-1} = S_{11} - S_{12}. \quad (10.18), (10.19)$$

Полученный результат показывает, что два из трех собственных значений во взаимном трехплечем сочленении — вырожденные.

Элементы матрицы \bar{S} также могут быть выражены через собственные значения с помощью последних двух уравнений:

$$S_{11} = (s_0 + 2s_{+1})/3, \quad S_{12} = (s_0 - s_{+1})/3. \quad (10.20), (10.21)$$

Уравнение (10.20) показывает, что S_{11} минимален и равен $1/3$ при

$$s_{+1} = -s_0, \quad (10.22)$$

в то время как из уравнения (10.21) следует, что минимальное значение S_{11} совпадает с максимальным значением S_{12} . Диаграмма собственных значений, соответствующих максимальной пере-

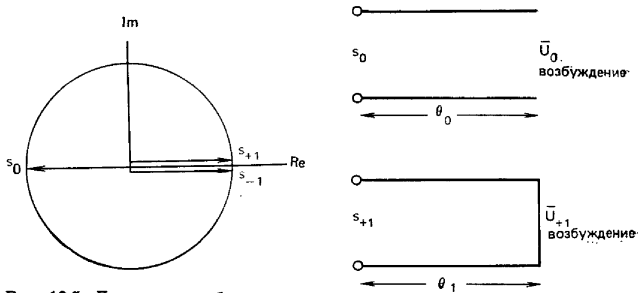


Рис. 10.5. Диаграмма собственных значений трехплечевого взаимного сочленения для случая максимальной передачи мощности

Рис. 10.6. Собственные цепи взаимного трехплечевого сочленения

даче мощности через трехплечее взаимное сочленение, представлена на рис. 10.5.

Приведем один из возможных наборов коэффициентов отражения, при котором удовлетворяются последние два уравнения

$$s_{+1} = e^{-j2(\theta_1 + \pi/2)}, \quad (10.23)$$

$$s_{-1} = e^{-j2(\theta_1 + \pi/2)}, \quad (10.24)$$

$$s_0 = e^{-j2\theta_0}, \quad (10.25)$$

при условии, что

$$\theta_0 = \theta_1 = \pi/2. \quad (10.26)$$

Такие коэффициенты отражения характеризуют реактивные проводимости отрезков линии передачи (рис. 10.6). Характер нагрузок будет рассмотрен в связи с собственными векторами сочленения.

Матрица рассеяния такого устройства имеет вид

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} \frac{1}{3} & \frac{2}{3} & \frac{2}{3} \\ -\frac{2}{3} & \frac{1}{3} & \frac{2}{3} \\ -\frac{2}{3} & \frac{2}{3} & \frac{1}{3} \end{bmatrix}. \quad (10.27)$$

Матрица идеального циркулятора может быть записана как

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} 0 & S_{12} & 0 \\ 0 & 0 & S_{12} \\ S_{12} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (10.28)$$

и ее характеристическое уравнение

$$-S^3 + S^3_{12} = 0. \quad (10.29)$$

для циркулятора с $S_{12} = -1$ собственные значения выражаются

$$s_{+1} = e^{-j2(\theta_1 + \theta_{+1} + \pi/2)}, \quad (10.30)$$

$$s_{-1} = e^{-j2(\theta_1 + \theta_{-1} + \pi/2)}, \quad (10.31)$$

$$s_0 = e^{-j2\theta_0}. \quad (10.32)$$

и условия, что

$$\theta_1 = \theta_0 = \pi/2, \quad \theta_{+1} = \theta_{-1} = -\pi/6. \quad (10.33), (10.34)$$

Таким образом, три коэффициента отражения идеального циркулятора расположены на равном расстоянии друг от друга на ок-

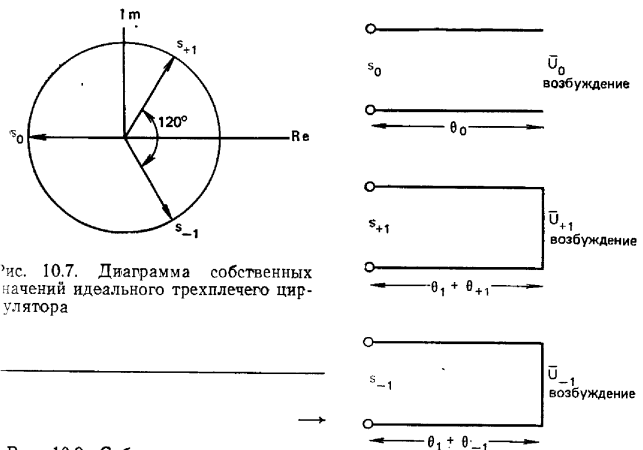


Рис. 10.7. Диаграмма собственных значений идеального трехплечевого циркулятора

Рис. 10.8. Собственные цепи идеального трехплечевого циркулятора

ружности единичного радиуса, как показано на рис. 10.7. Набор двухполюсных собственных цепей, отвечающий таким коэффициентам отражения, приведен на рис. 10.8.

Далее будет показано, что наличие намагниченного феррита может привести к разделению собственных значений s_{\pm} , поскольку соответствующие им собственные векторы \bar{U}_{\pm} описывают магнитные поля в центре устройства, вращающиеся в противоположных направлениях. К этим векторам применимы скалярные магнитные проницаемости μ_{\pm} намагниченного феррита.

10.3. Собственные векторы матрицы рассеяния

Собственные векторы устройства определяются только его симметрией. Для трехплечего сочленения при условии полной его симметрии собственные векторы могут быть записаны в виде

$$\bar{U}_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \bar{U}_{+1} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-j2\pi/3} \\ e^{j2\pi/3} \end{bmatrix}, \quad \bar{U}_{-1} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{j2\pi/3} \\ e^{-j2\pi/3} \end{bmatrix}. \quad (10.35), (10.36), (10.37)$$

Эти три собственных вектора описывают три возможных способа возбуждения устройства, при которых отражения от всех плеч будут одинаковы. Каждый способ возбуждения соответствует одному из собственных значений отражения s_0, s_{+1} и s_{-1} матрицы рассеяния S . Это может быть показано поочередным решением уравнений собственных значений. Схемы, соответствующие трем случаям возбуждения сочленения, показаны на рис. 10.9. Линейная комбинация указанных случаев возбуждения эквивалентна входному сигналу любого плеча.

Характер электромагнитных полей в центре сочленения можно определить, рассматривая поочередно возбуждение каждым из собственных векторов. При возбуждении, соответствующем собственному вектору \bar{U}_0 , электромагнитное поле в центре сочленения обладает только составляющими, параллельными его оси. Для собственных решений, соответствующих собственным векторам \bar{U}_{+1} и \bar{U}_{-1} , осевые составляющие полей в центре сочленения равны нулю, а поперечные составляющие электрического и магнитного полей образуют волны с круговой поляризацией, вращающиеся в одну сторону при возбуждении одним собственным вектором и в противоположную сторону при возбуждении другим собственным вектором. Так у любого плеча получаются коэффициенты отражения s_0, s_{+1} и s_{-1} , соответствующие трем случаям возбуждения.

Поля в центре сочленения в поперечной плоскости определяются простой векторной суммой

$$\bar{h}_t = \bar{a}_x \left[\frac{\sqrt{3}}{2} (h_2 - h_3) \right] + \bar{a}_y \left[h_1 - \frac{1}{2} (h_2 + h_3) \right], \quad (10.38)$$

$$\bar{e}_z = \bar{a}_z [e_1 + e_2 + e_3]. \quad (10.39)$$

При возбуждении собственным вектором \bar{U}_0

$$\bar{h}_t = 0, \quad (10.40)$$

$$\bar{e}_z = \sqrt{3} \bar{Q}_z. \quad (10.41)$$

Таким образом, при подобном возбуждении сочленения магнитное поле в его центре равно нулю, в то время как электрическое поле в этом месте максимально. Эквивалентная двухполюсная схема поэтому будет представлять собой разомкнутый отрезок линии передачи, использованный ранее для описания этого способа возбуждения.

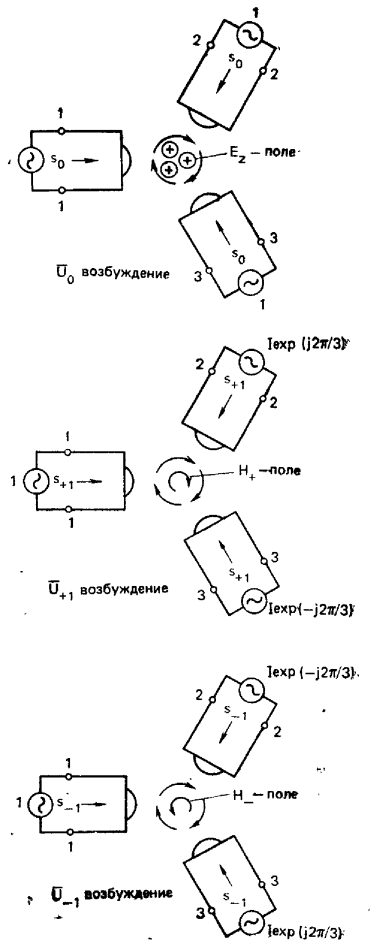
При возбуждении векторами \bar{U}_{\pm}

$$\bar{h}_t = \bar{a}_x \left(\pm j \frac{\sqrt{3}}{2} \right) + \bar{a}_y \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right), \quad (10.42)$$

$$\bar{e}_z = 0 \quad (10.43)$$

и два магнитных поля в центре сочленения представляют собой вращающиеся в противоположные стороны волны с круговой поляризацией, в то время как электрическое поле здесь равно нулю. Тогда эквивалентные схемы можно представить в виде принятых ранее отрезков короткозамкнутых линий передачи.

Рис. 10.9. Схемы возбуждения собственными векторами, показывающие картину электромагнитного поля в центре сочленения



Поскольку в центре сочленения в поперечной плоскости картина поля при возбуждении \bar{U}_{\pm} соответствует волнам с круговой поляризацией, этим волнам можно приписать соответствующие скалярные магнитные проницаемости ($\mu_{\pm} = K$) намагниченной среды феррита. Такое намагничивание сочленения будет, таким об-

разом, разделять вырожденность коэффициентов отражения s_{\pm} взаимного сочленения, что позволяет построить выведенную ранее матрицу рассеяния идеального циркулятора.

10.4. Диагонализация матрицы рассеяния

При известных собственных значениях определение элементов матрицы \bar{S} может быть произведено диагонализацией \bar{S} с помощью методов, описанных в гл. 1.

В данном случае матрица \bar{U} описывается через собственные векторы, заданные (10.35)—(10.37):

$$\bar{U} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & e^{-j2\pi/3} & e^{j2\pi/3} \\ 1 & e^{-j4\pi/3} & e^{j4\pi/3} \end{bmatrix}. \quad (10.44)$$

Матрица $(\bar{U}^*)^T$ запишется в виде

$$(\bar{U}^*)^T = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & e^{j2\pi/3} & e^{j4\pi/3} \\ 1 & e^{-j2\pi/3} & e^{-j4\pi/3} \end{bmatrix}. \quad (10.45)$$

Для трехплечевого сочленения имеется одна пара вырожденных собственных значений и одно невырожденное. Отсюда диагональная матрица $\bar{\lambda}$ с элементами в виде собственных значений матрицы \bar{S} запишется

$$\bar{\lambda} = \begin{bmatrix} s_0 & 0 & 0 \\ 0 & s_{+1} & 0 \\ 0 & 0 & s_{-1} \end{bmatrix}. \quad (10.46)$$

Диагонализация матрицы \bar{S} приводит к следующим отношениям между коэффициентами рассеяния и собственными значениями:

$$3S_{13} = s_0 + s_{+1}e^{-j2\pi/3} + s_{-1}e^{j2\pi/3}. \quad (10.47)$$

$$3S_{12} = s_0 + s_{+1}e^{j2\pi/3} + s_{-1}e^{-j2\pi/3}, \quad (10.48)$$

$$3S_{11} = s_0 + s_{+1} + s_{-1}. \quad (10.49)$$

Идеальный циркулятор описывается выражениями, соответствующими собственным значениям, заданным (10.30)—(10.32). Если поменять местами s_{+1} и s_{-1} , то это приведет к изменению направления циркуляции. Такая перемена мест собственных значений происходит при изменении направления постоянного магнитного поля на обратное.

Из (10.47) следует, что след матрицы рассеяния равен сумме собственных значений. Такой вывод является общим.

10.5. Циркулятор с сосредоточенными постоянными

Циркулятор с сосредоточенными постоянными (рис. 10.10) легко поддается анализу с помощью собственных значений идеального Y-циркулятора. Циркулятор состоит из ферритового диска,

на который намотаны три катушки, высокочастотные магнитные поля которых сдвинуты относительно друг друга на 120° . Перпендикулярно плоскости диска наложено постоянное магнитное поле. Такое симметричное, но невзаимное устройство может быть использовано для построения циркулятора путем подсоединения

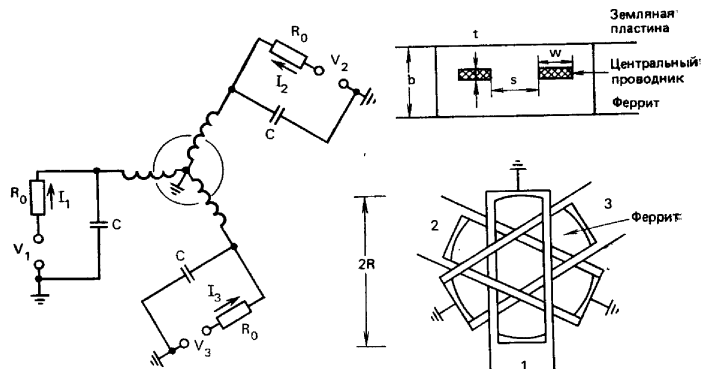


Рис. 10.10. Схема циркулятора с сосредоточенными постоянными

Рис. 10.11. Геометрия циркулятора с сосредоточенными постоянными при использовании короткозамкнутых отрезков полосковых линий

конденсаторов последовательно или параллельно нагрузкам и источникам колебаний.

В одном из возможных вариантов параллельное сочленение состоит из ферритового диска, размещенного в месте сочленения трех короткозамкнутых отрезков полосковых линий, изолированных друг от друга и разнесенных в плане на 120° , как показано на рис. 10.11. При достаточно малой длине короткозамкнутых отрезков полосковых линий диску передается в основном энергия магнитного поля. В таком случае резонансы во всех плечах сочленения могут быть получены подключением на трех плечах параллельных конденсаторов, в то время как сопротивление устройства подстраивается изменением напряженности приложенного постоянного магнитного поля. На выходе плеч устройства зависимости токов и напряжений описываются как

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = j\omega L_0 \begin{bmatrix} \mu_i & -\mu_i/2 & -\mu_i/2 \\ -\mu_i/2 & \mu_i & -\mu_i/2 \\ -\mu_i/2 & -\mu_i/2 & \mu_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix}. \quad (10.50)$$

Здесь L_0 — индуктивность сетки полосковых линий и μ_i — первоначальная магнитная проницаемость ферритового диска.

ЦЕПИ С ДИОДАМИ ПЕРЕМЕННОЙ ЕМКОСТИ

Для такой цепи собственные значения сопротивлений выражаются

$$z_0=0, z_{+1}=j3\omega L_0\mu_i/2, z_{-1}=j3\omega L_0\mu_i/2. \quad (10.51), (10.52), (10.53)$$

Собственные значения сопротивлений состоят из одного невырожденного собственного значения и двух вырожденных.

Собственные значения проводимости цепи представляют собой величины, обратные собственным значениям сопротивлений:

$$y_0=\infty, y_{+1}=2/j3\omega L_0\mu_i, y_{-1}=2/j3\omega L_0\mu_i. \quad (10.54), (10.55), (10.56)$$

Для того чтобы собственные значения проводимостей совпадали с первым условием циркуляции, необходимо добавить параллельные емкости в каждое плечо:

$$y_0=\infty, y_{+1}=j\omega C+2/j3\omega L_0\mu_i, y_{-1}=j\omega C+2/j3\omega L_0\mu_i. \quad (10.57), (10.58), (10.59)$$

При этом будут обеспечены изотропные резонансы сочленения. Второе условие циркуляции теперь можно выполнить разделением вырожденных собственных значений проводимостей до их совпадения с подобными собственными значениями идеального Y-циркулятора, используя для этого скалярные магнитные проницаемости, определенные в гл. 8:

$$y_0=\infty, \quad (10.60)$$

$$y_{+1}=j\omega C+\frac{2}{j3\omega L_0(\mu-K)}=-j\frac{Y_0}{\sqrt{3}}. \quad (10.61)$$

$$y_{-1}=j\omega C+\frac{2}{3\omega L_0(\mu+K)}=j\frac{Y_0}{\sqrt{3}}. \quad (10.62)$$

Граничные условия, которые необходимо наложить на собственные значения проводимостей, следуют непосредственно из граничных условий собственных значений матрицы рассеяния, определенных (10.30)–(10.32), и поэтому два условия циркуляции волн могут быть представлены как

$$Y_0=\frac{\sqrt{3}}{\omega L} \frac{K}{\mu}, \quad \omega^2 LC=1, \quad (10.63), (10.64)$$

$$\text{где } L=3\mu_e L_0/2, \mu_e=(\mu^2-K^2)/\mu. \quad (10.65), (10.66)$$

Упражнения

1. Показать, что собственные значения идеального четырехплечевого циркулятора распределены на равном расстоянии друг от друга по окружности единичного радиуса.
2. Показать, что $S_{12}=1$ в трехплечем циркуляторе соответствует передаче колебания из плеча 2 в плечо 1.
3. Определить собственные значения сопротивлений идеального трехплечевого циркулятора из собственных значений матрицы рассеяния.
4. Определить матрицу сопротивлений через ее собственные значения.
5. Используя условие унитарности, показать, что при $|S_{12}| \approx 1, |S_{11}| \approx |S_{13}|$.
6. Показать, что (10.35)–(10.37) удовлетворяют (10.14).
7. Проверить совместимость (10.60)–(10.62) и (10.30)–(10.32).
8. Построить матрицу рассеяния циркулятора с сосредоточенными постоянными.

Варактор (варикап) — диод с переменной емкостью — полупроводниковый прибор, емкость которого зависит от приложенного к нему напряжения. Такие диоды широко применяются для настройки контуров полупроводниковых генераторов, для построения полупроводниковых фазовращателей, а также в качестве нелинейных элементов умножителей частоты и параметрических усилителей. Диод состоит из последовательности P+, NN+ или N+PP+ слоев (рис. 11.1). При отсутствии напряжения смещения подвижные носители заряда в таком полупроводниковом диоде покидают область, непосредственно прилегающую к p-n-переходу, в результате чего образуется узкая область нескомпенсированного неподвижного заряда, которая носит название обедненного слоя или слоя пространственного заряда. Если приложить к диоду напряжение обратного смещения, подвижные носители заряда перемещаются в направлении от перехода, тем самым расширяя обедненный слой. Это явление приводит к появлению зависящей от приложенного напряжения емкости перехода. Таким образом, диод может быть использован в качестве конденсатора с управляемой напряжением емкостью. Как видно из рис. 11.2, такой прибор можно рассматривать как плоскопараллельный конденсатор, в котором обедненный слой служит диэлектриком.

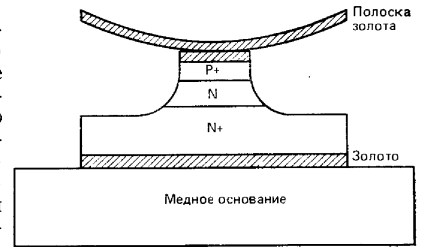


Рис. 11.1. Конструкция варакторного диода

На рис. 11.3 приведена упрощенная эквивалентная схема корпусного варакторного диода. L_p и C_p — индуктивность и емкость корпуса диода, определяются конструкцией, которая во многом та же, что у p-i-n-диодов, описанных в гл. 12. Последовательное сопротивление R_s и управляемая напряжением емкость $C_j(V)$ зависят от свойств примененного полупроводникового материала. Типичные конструкции варакторных диодов в корпусном исполнении представлены на рис. 11.4.

11.1. Полупроводниковые диоды

Свойства полупроводникового прибора во многом определяются свойствами материала, из которого он изготовлен. Наиболее широко для изготовления полупроводниковых приборов используются германий, кремний и арсенид галлия, монокристаллы ко-

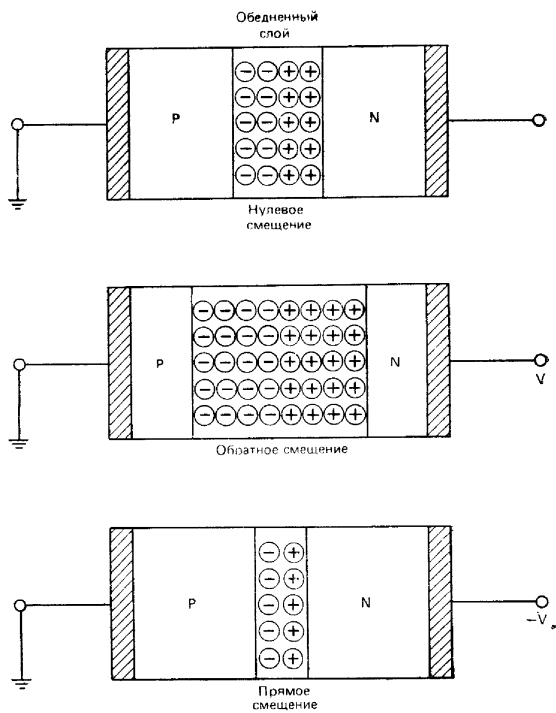


Рис. 11.2. Модель обедненного слоя, показывающая распределение зарядов ионизированных доноров и акцепторов при прямом, нулевом и обратном напряжениях смещения

торых в настоящее время удается выращивать с чрезвычайно малым количеством примесей. Как кремний, так и германий являются четырехвалентными элементами, и в чистом кристалле все связи четырехвалентных электронов каждого атома заполнены, тесно связывая тем самым соседние атомы. Свободных электронов, которые могли бы обеспечивать перенос электрического заряда, нет, так что материал представляет собой очень хороший диэлектрик. Разработанные методы производства полупроводниковых материалов позволяют вводить легирующие примеси с чрезвычайно высокой степенью точности (допуски на содержание примеси составляют $\approx 10^{-8}$). Если добавляется легирующая примесь в виде элемента с пятью валентными электронами (напри-

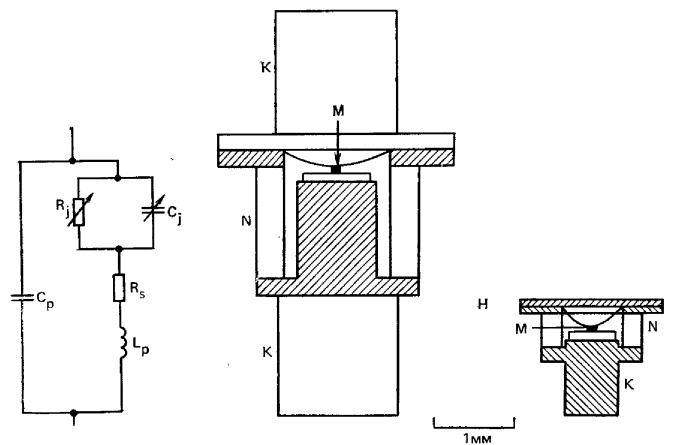


Рис. 11.3. Упрощенная эквивалентная схема корпусного варакторного диода:

R_j — нелинейное сопротивление перехода; C_j — емкость перехода; R_s — последовательное сопротивление; L_p — индуктивность корпуса; C_p — емкость корпуса

Рис. 11.4. Корпусные варакторные диоды фирмы Associated Semiconductor Manufacturers:

К — ковар; М — диффузионная меза-структура; N — керамический корпус; H — верхняя крышка

мер, сурьма или мышьяк), то появляется избыток несвязанных отрицательных зарядов (электронов). Аналогично введение трехвалентной примеси приводит к недостатку электронов и появлению дырок с полным положительным зарядом. Таким способом кремний и германий удается легировать и получать материал с проводимостью n - или p -типа, хотя по сравнению с металлами их электропроводность значительно ниже. При соединении между собой двух материалов с различными типами проводимости можно получить p - n -переход, составляющий основу полупроводникового диода.

Первоначально дырки из P области стремятся распространиться (диффундировать) по всему объему кристалла. Такое явление наблюдается во всех случаях, когда плотность зарядов в одной плоскости отличается от плотности зарядов в другой. Аналогично электроны диффундируют, стремясь занять весь объем кристалла, из области N . В узкой области вблизи от перехода, известной под названием обедненного слоя, подвижные носители заряда рекомбинируют и остаются только неподвижные заряды. Можно было бы ожидать, что такой процесс будет продолжаться до полной рекомбинации всех подвижных носителей заряда, но на прак-

тике этого не наблюдается. Электрон, покидающий область N и рекомбинирующий с дыркой в области P , уменьшает на одну единицу отрицательный заряд в материале с проводимостью n -типа, что эквивалентно поступлению в эту область единичного положительного заряда. Аналогично материал с проводимостью p -типа приобретает единичный отрицательный заряд при потере дырки. Этот процесс продолжается до образования потенциального барьера, достаточного для прекращения дальнейшей диффузии электронов и дырок.

11.2. Емкость перехода

Зависимость емкости перехода $C_j(V)$ от приложенного напряжения обратного смещения представлена на рис. 11.5; такая зависимость типична для варакторных диодов. Эта характеристика достаточно точно описывается выражением

$$C_j(V) = C_j(0) / [1 + V/\Phi]^\gamma, \quad (11.1)$$

где $C_j(0)$ — емкость перехода при нулевом напряжении смещения, V — приложенное обратное напряжение смещения и Φ — контакт-

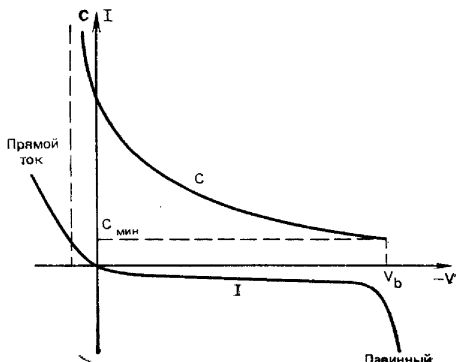


Рис. 11.5. Типичные вольт-амперная и вольт-фарядная характеристики варакторного диода

ная разность потенциалов, зависящая от типа проводимости используемого полупроводника и уровня его легирования. Показатель степени γ определяется распределением легирующей примеси в переходе и равен $1/2$ для резких переходов и $1/3$ для плавного линейного распределения. $C_j(V)$ иногда записывается также в виде

$$C_j(V) = C_{\text{мин}} \left(\frac{\Phi + V_b}{\Phi + V} \right)^\gamma, \quad (11.2)$$

где $C_{\text{мин}}$ — емкость перехода при напряжении пробоя V_b :

$$C_{\text{мин}} = \frac{C_j(0) \Phi^\gamma}{(\Phi + V_b)^\gamma}. \quad (11.3)$$

Для описания характеристики диода применяется понятие граничной частоты, определяемое через последовательное сопротивление R_s и емкость перехода $C_j(V)$ как

$$\omega_{\text{гр}} = 1/R_s C_j(V) \quad (11.4)$$

и указывающее частоту, на которой добротность диода становится равной единице. Добротность диода на рабочей частоте будет, таким образом,

$$Q_0 = \omega_{\text{гр}}/\omega_0. \quad (11.5)$$

На рис. 11.6 представлены несколько методов, иллюстрирующие некоторые методы установки варакторного диода в контур генератора для перестройки частоты объемных полупроводниковых приборов, например диода Ганна.

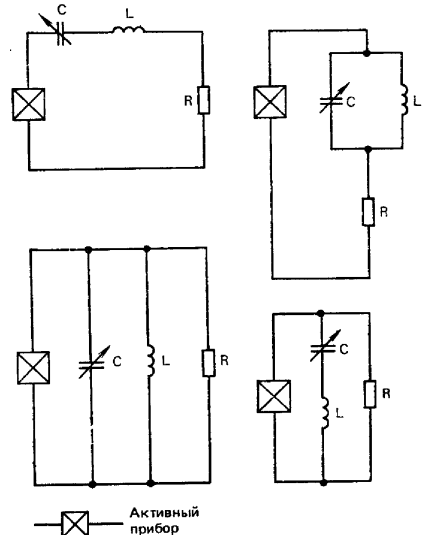


Рис. 11.6. Некоторые широкополосные варакторные цепи для перестройки частоты объемных полупроводниковых приборов

11.3. Емкость, эластанс и заряд

Нелинейная перестраиваемая напряжением емкость, определяемая (11.1), может быть разложена в периодическую функцию частоты при возбуждении сигналом частоты ω . Для доказательства этого достаточно заменить V на $V_0 \sin \omega t$ в (11.2):

$$C_j(V) = C_{\text{мин}} \left(\frac{\Phi + V_b}{\Phi + V_0 \sin \omega t} \right)^\gamma. \quad (11.6)$$

Это уравнение может быть преобразовано в

$$C_j(V) = C_{\text{мин}} \left(\frac{\Phi + V_b}{\Phi} \right)^\gamma \frac{1}{\left[1 + \frac{V_0}{\Phi} \sin \omega t \right]^\gamma}. \quad (11.7)$$

Разлагая выражение (11.7) в биномиальный ряд, получим

$$C_j(V) = C_{\text{мин}} \left(\frac{\Phi + V_b}{\Phi} \right)^\gamma \left[1 - \gamma \left(\frac{V_0}{\Phi} \sin \omega t \right) - \gamma \frac{(\gamma-1)}{2!} \left(\frac{V_0}{\Phi} \sin \omega t \right)^2 \right]. \quad (11.8)$$

Таким образом, общий вид выражения $C_j(V)$ будет

$$C_j(V) = C_0 + C_1 \sin \omega t + C_2 \sin 2\omega t + C_3 \sin 3\omega t + \dots \quad (11.9)$$

Иногда оказывается удобнее пользоваться понятием эластанса, которое определяют как величину, обратную емкости. Используя (11.6), получим

$$S(V) = S_{\max} \left(\frac{\Phi + V_0 \sin \omega t}{\Phi + V_b} \right)^\gamma \quad (11.10)$$

Разложение этой функции в биномиальный ряд приводит к

$$S(V) = S_0 + S_1 \sin \omega t + S_2 \sin 2\omega t + S_3 \sin 3\omega t + \dots \quad (11.11)$$

Легко показать, что накапливаемый в диоде заряд также является периодической функцией частоты. Зависимость между зарядом, напряжением и емкостью может быть представлена в виде

$$Q(V) = \int C(V) dV \quad (11.12)$$

Интегрирование (11.12) приводит к

$$Q(V) = C_{\min} \frac{(\Phi + V_b)^\gamma}{(1-\gamma)} (\Phi + V)^{-(\gamma-1)} \quad (11.13)$$

Заменяя V на $V_0 \sin \omega t$ и раскладывая в биномиальный ряд, получим искомый результат в виде

$$Q(V) = Q_0 + Q_1 \sin \omega t + Q_2 \sin 2\omega t + Q_3 \sin 3\omega t + \dots \quad (11.14)$$

11.4. Умножители частоты

Периодический характер накапливаемого в диоде заряда может быть непосредственно использован для построения умножителей частоты. Ток через диод, выраженный через накапливаемый заряд, может быть представлен как

$$i = \frac{dQ(V)}{dt} \quad (11.15)$$

и после подстановки уравнения заряда (11.14) в (11.15) получим

$$i = \omega Q_1 \cos \omega t + 2\omega Q_2 \cos 2\omega t + \dots \quad (11.16)$$

Таким образом, ток, протекающий через диод, содержит составляющую основной частоты и высшие гармонические составляющие.

Одна из простейших схем удвоителя частоты представлена на рис. 11.7. Она представляет собой комбинацию двух резонансных контуров, связанных общим для обоих контуров сопротивлением собственно диода. Обычно на нежелательных частотах сопротивление варактора мало по сравнению с реактивностями двух контуров, так что необходимое разделение токов устанавливается само собой. Основная часть тока с частотой входного колебания замыкается в первом контуре, и практически весь ток второй гармоники протекает во втором контуре. Связь с входным колебанием и нагрузкой обеспечивается с помощью катушек индуктив-

ности на входе и выходе, связанных с индуктивностями первого и второго контуров соответственно.

Утроители и учетверители частоты строятся по аналогичным схемам; одна такая схема показана на рис. 11.8. В этой схеме используются три резонансных контура, также связанных через

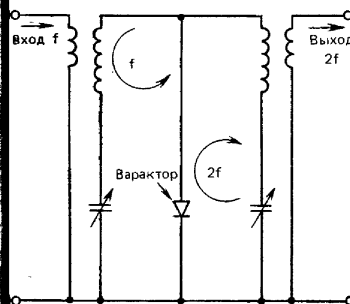


Рис. 11.7. Схема варакторного удвоителя частоты

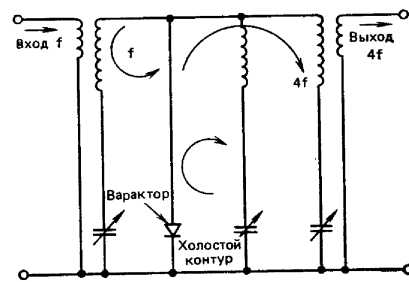


Рис. 11.8. Схема варакторного учетверителя частоты

общий варакторный диод. Первый из этих контуров, резонирующий вместе с диодом на основной частоте, связан с входной цепью. Второй контур, резонирующий вместе с диодом на частоте второй гармоники, установлен параллельно варакторному диоду. Этот промежуточный контур является холостым. Было показано, что необходимость включения в схему холостого контура объясняется повышением коэффициента передачи устройства для возможности замыкания второй гармоники. Третий контур резонирует вместе с диодом либо на частоте третьей, либо на частоте четвертой гармоники входного колебания и связан с выходной цепью.

11.5. Параметрический усилитель

Рассматриваемый здесь параметрический усилитель представляет собой двухполюсник с отрицательным сопротивлением, в котором разделение входного и выходного сигналов осуществляется с помощью циркулятора. В качестве примера будет рассмотрен реальный усилитель, схема которого показана на рис. 11.9 (цели накачки в этой схеме для простоты опущены). Параметрический усилитель возбуждается одновременно двумя колебаниями с частотами ω_s и ω_p , а варакторный диод используется для преобразования энергии колебания частоты накачки ω_p в энергию колебания частоты сигнала ω_s при малых шумах усиления. Кроме цепей, настроенных на эти две частоты, в системе необходимо предусмотреть еще резонансный контур на частоту ω_i , известный под

названием холостого. Связь между указанными тремя частотами и уровнями мощности в нелинейной реактивности выведена Манли и Роу и имеет вид

$$P_s/\omega_s = P_i/\omega_i = -P_p/\omega_p, \quad \omega_p = \omega_s + \omega_i. \quad (11.17), (11.18)$$

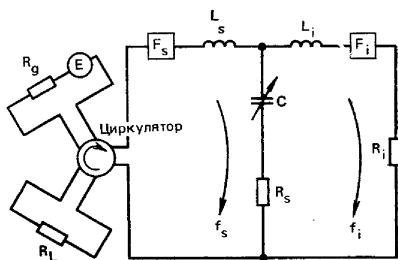


Рис. 11.9. Схема параметрического усилителя

Анализ параметрического усилителя удобно начать с определения напряжения на варакторе (рис. 11.9)

$$V(t) = S(t) \int i(t) dt + R_s i(t). \quad (11.19)$$

При малом сигнале зависимость эластанса от времени полностью определяется колебанием частоты накачки и на нее не оказывает влияния колебание частоты усиливаемого сигнала вследствие своей малости. Это позволяет вынести $S(t)$ за знак интеграла:

$$i(t) dt + R_s(t) \int dt + R_s i(t). \quad (11.20)$$

Теперь $V(t)$, $i(t)$ и $S(t)$ раскладываются в ряд Фурье, из которого рассмотрению подлежат только члены, содержащие ω_s , ω_p и ω_i :

$$i_s(t) = i_s e^{j\omega_s t} + i_s^* e^{-j\omega_s t}, \quad (11.21)$$

$$i_i(t) = i_i e^{j\omega_i t} + i_i^* e^{-j\omega_i t}, \quad (11.22)$$

$$S(t) = S_0 + S_1 e^{j\omega_p t} + S_1^* e^{-j\omega_p t}. \quad (11.23)$$

Подставляя эти выражения в уравнение варактора и приравнявая одинаковые члены, получим

$$\begin{bmatrix} V_s \\ V_i^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{S_0}{j\omega_s} + R_s & -\frac{S_1}{j\omega_i} \\ \frac{S_1}{j\omega_s} & -\frac{S_0}{j\omega_i} + R_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_s \\ i_i^* \end{bmatrix}. \quad (11.24)$$

Это выражение показывает, что ток, имеющий частоту сигнала, протекая через конденсатор с изменяющимся во времени эластансом, вызывает появление напряжения резонансной частоты холос-

того контура, в то время как ток частоты холостого контура, протекая через конденсатор с изменяющимся во времени эластансом, вызывает появление составляющей напряжения частоты входного сигнала.

Двухполюсное устройство может работать в качестве усилителя тогда и только тогда, когда полное сопротивление на частоте сигнала содержит отрицательную действительную часть. Входное сопротивление усилителя с последовательными резонансными контурами на частоте сигнала и холостого контура определяется путем исключения величин, связанных с холостым контуром. При резонансе из уравнения холостого контура имеем

$$V_i = R_i i_i, \quad (11.25)$$

где R_i — сопротивление внешней цепи. Подстановка этого выражения в (11.24) и приравнивание нулю мнимых частей входного сопротивления на частоте сигнала приводят к

$$R_- \approx R_s \left[1 - \frac{S_1^2}{\omega_s \omega_i R_s (R_s + R_i)} \right]. \quad (11.26)$$

Следовательно, усиление будет происходить при условии

$$1 \leq \frac{S_1^2}{\omega_s \omega_i R_s (R_s + R_i)}. \quad (11.27)$$

Иногда это выражение записывается через индекс модуляции m_1 и граничную частоту варакторного диода $\omega_{гр}$:

$$m_1 = S_1 / (S_{\max} - S_{\min}), \quad (11.28)$$

$$\omega_{гр} = (S_{\max} - S_{\min}) / R_s. \quad (11.29)$$

При $S_{\min} = 0$ уравнение (11.29) упрощается [см. (11.4)].

Распространяя понятие коэффициента отражения на цепи, нагруженной которых являются отрицательные сопротивления, можно записать коэффициент усиления усилителя (см. рис. 11.9) с отрицательным сопротивлением и циркулятором в виде

$$G = \left(\frac{|R_-| + R_0}{-|R_-| + R_0} \right)^2, \quad (11.30)$$

где $|R_-|$ — абсолютная величина отрицательного сопротивления.

11.6. Плавный фазовращатель на варакторе

Цепи управления СВЧ подробно рассматриваются в гл. 12, в которой описываются $p-i-n$ -диоды с переменным сопротивлением. Однако для построения плавных фазовращателей отражающего типа могут быть использованы и диоды с переменной емкостью совместно с циркуляторами и гибридными сочленениями. Схемы двух таких фазовращателей приведены на рис. 11.10а и б.

Коэффициент отражения от линии передачи, нагруженной на варакторный диод, составляет

$$S_{\text{вх}} = \frac{Z_{\text{вх}} - Z_0}{Z_{\text{вх}} + Z_0}, \quad (11.31)$$

где Z_0 — волновое сопротивление линии передачи. Пренебрегая паразитными параметрами корпуса диода, имеем

$$Z_{\text{вх}} = \frac{1}{j\omega C(V)}. \quad (11.32)$$

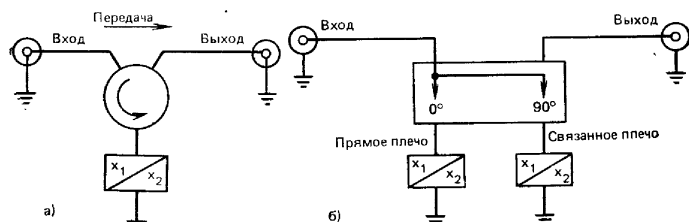


Рис. 11.10. Фазовращатели на варакторных диодах: с циркулятором (а) и с гибридным сочленением (б)

Таким образом,

$$S_{\text{вх}} = -e^{-j2\theta}, \quad (11.33)$$

$$\text{где } \theta = \omega C(V) Z_0. \quad (11.34)$$

Полученной таким способом кривой зависимости реактивного сопротивления можно довольно точно придать характер тангенсоиды в пределах изменения аргумента от 0 до 90° включением последовательно с варакторным диодом индуктивности, определяемой в соответствии со следующим выражением:

$$Z_0 \tan(2\pi l/\lambda) = \omega L - 1/\omega C(V). \quad (11.35)$$

Для гибридного устройства (см. рис. 11.10б) при возбуждении плеча l колебанием одной частоты связь выходных и входных параметров может быть представлена в виде

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & j \\ 0 & 0 & j & 1 \\ 1 & j & 0 & 0 \\ j & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -b_3 \\ -b_4 \end{bmatrix}. \quad (11.36)$$

Полный вывод этой взаимосвязи приведен в гл. 12 для случая $p-i-n$ -диода с переменным сопротивлением.

Возможно также построение четырехполюсного фазовращателя с использованием линии передачи, периодической нагрузкой которой являются варакторные диоды, но таких диодов для обеспечения сдвига фазы 180° потребовалось бы очень много.

Упражнения

1. Диод с резким переходом обладает $\gamma=0,5$ и емкостью перехода $C_j(0) = 0,25$ пФ. Определить $C_j(V_b)$ при обратном пробивном напряжении $V_b = -6$ В и $\Phi = 8$ В.
2. Определить коэффициенты C_0 , C_1 и C_2 для диода из упражнения 1 при $V_0 = 1$ В и $V_0 = 2$ В.
3. Определить эластансы S_0 , S_1 и S_2 для диода из упражнения 1 при $V_0 = 1$ В и $V_0 = 2$ В.
4. Определить коэффициенты заряда для диода из упражнения 1 при значениях V_0 , заданных в упражнении 2.
5. Параметрический усилитель характеризуется $\omega_s = 13$ ГГц, частотой накачки $\omega_p = 35$ ГГц, $R_s = 1$ Ом, $R_i = 1$ Ом и S_1 , заданным в упражнении 2. Определить его входное отрицательное сопротивление R_{-} .
6. Определить коэффициент усиления параметрического усилителя со входным сопротивлением, описанным в упражнении 5.
7. Построить кривые тока, определяемого (11.16), для коэффициентов заряда из упражнения 4.
8. Определить частоту холостого резонансного контура для параметрического усилителя из упражнения 5.
9. Плавный фазовращатель переключается от $C_j(0)$ до $C_j(V_b)$. Рассчитать сдвиг фаз $\theta(0) - \theta(V_b)$, используя $C_j(0)$ и $C_j(V_b)$ из упражнения 1.
10. Бескорпусный варакторный диод с $R_s = 1$ Ом используется в качестве нагрузки идеального циркулятора. Определить коэффициенты отражения на частоте 9 ГГц при $C_j(0)$ и $C_j(V_b)$, взятых из упражнения 1.

Глава 12

УСТРОЙСТВА СВЧ НА $p-i-n$ -ДИОДАХ

Полупроводниковым прибором СВЧ, который может быть использован в качестве электрически управляемого переменного сопротивления, является $p-i-n$ -диод. Он может быть установлен в волноводе, коаксиальной и полосковой линиях для переключения, аттенюации, ограничения, модуляции и сдвига фазы. Структура $p-i-n$ -диода состоит из слоя чистого полупроводникового материала с высоким сопротивлением (слоя I), размещенного между двумя слоями P^+ и N^+ с высокой степенью легирования, как показано на рис. 12.1. Электрически управляется сопротивление R_i , определяемое толщиной слоя I . Этот слой обладает высоким сопротивлением, которое может быть еще больше увеличено приложением к диоду запирающего (обратного) напряжения смещения, но быстро падает при смещении диода в прямом направлении по мере поступления подвижных носителей заряда из P и N областей в слой I . Типичная зависимость сопротивления от тока диода представлена на рис. 12.2. На рис. 12.3 показаны некоторые типичные СВЧ диоды в корпусном исполнении, а на рис. 12.4 представлена упрощенная эквивалентная схема корпусного СВЧ диода. Сопротивление R_i является электронно управляемым, о чем было упомянуто ранее. Емкость перехода C_i по существу представляет собой емкость слоя I и на частотах выше 1 ГГц остается постоянной; типичное значение этой емкости составляет 0,2 пФ. Последовательное со-

противление R_s образовано сопротивлениями слоев P^+ и N^+ и обычно составляет приблизительно 1 Ом с учетом сопротивления контактов. Емкость корпуса C_p и его индуктивность L_p зависят

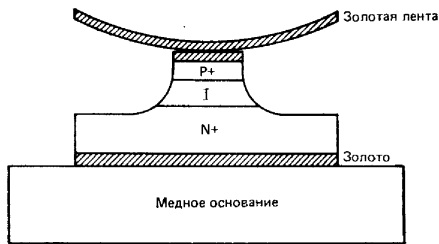


Рис. 12.1. Конструкция $p-i-n$ -диода фирмы (GHz Devices)

	Толщина L , см	Площадь A , см ²
Слой P^+	$0,76 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Слой I	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$3,12 \cdot 10^{-3}$
Слой N^+	$10,2 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$
Металлизация	$0,127 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$
Основание	$10,2 \cdot 10^{-2}$	$1,29 \cdot 10^{-1}$

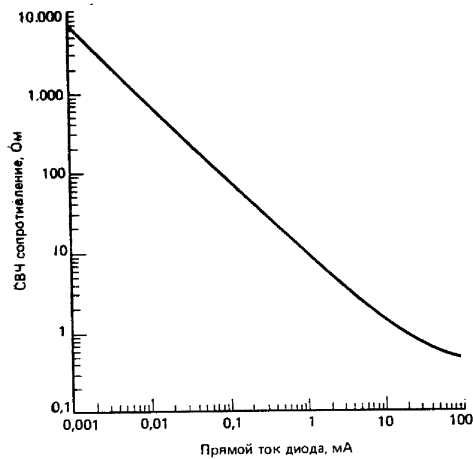


Рис. 12.2. Зависимость СВЧ сопротивления $p-i-n$ -диода от прямого тока

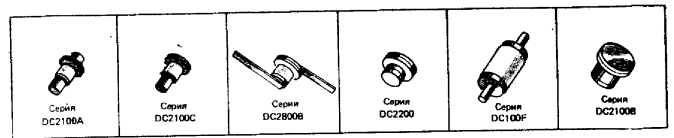


Рис. 12.3. Корпусные $p-i-n$ -диоды (фирмы AEJ Semiconductors)

от типа применяемого корпуса; в бескорпусном варианте исполнения, когда диод непосредственно монтируется в СВЧ схему, этими величинами обычно можно пренебречь. На рис. 12.5 представлены эквивалентные схемы для случаев нулевого и прямого смещения диода.

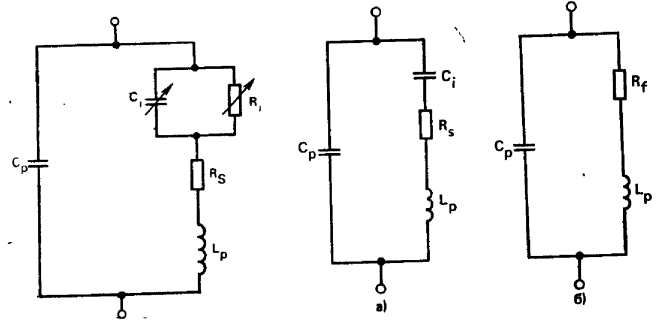


Рис. 12.4. Эквивалентная схема $p-i-n$ -диода:
 R_i — сопротивление перехода; C_i — емкость перехода; R_s — сопротивление объема полупроводника и контактов; L_p — индуктивность корпуса; C_p — емкость корпуса

Рис. 12.5. Эквивалентная схема $p-i-n$ -диода при нулевом и обратном смещении (а) и при прямом смещении (б)

Принцип действия схем управления с использованием $p-i-n$ -диодов легко понять из рассмотрения зависимости выходных волн от входных, выраженной через матрицу рассеяния. Именно такой подход используется далее при рассмотрении некоторых из наиболее важных схем управления с использованием $p-i-n$ -диодов.

12.1. Основные схемы переключения

Две основные схемы переключения показаны на рис. 12.6 и 12.7. Переключатель с параллельным диодом включен при приложении к последнему нулевого или обратного напряжения смещения и выключен при прямом напряжении смещения диода. Эквивалентные схемы при подобных напряжениях смещения диода

представлены на рис. 12.5. Переключатель с последовательным диодом (рис. 12.7) замкнут при прямом напряжении смещения диода и разомкнут при нулевом и обратном смещениях.

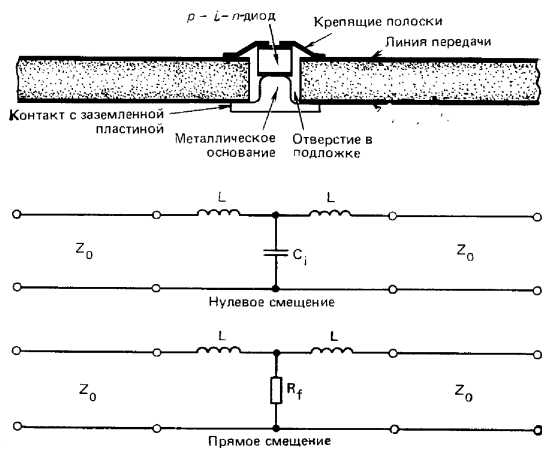


Рис. 12.6. Бескорпусный диод, установленный параллельно в микрополосковую линию ($C_p=L_p=R_s=0$)

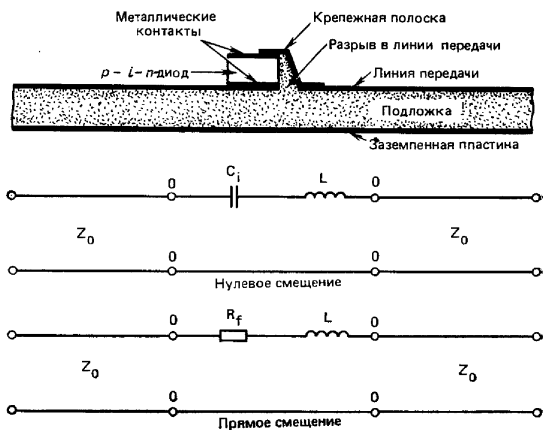


Рис. 12.7. Бескорпусный диод, установленный в разрыв микрополосковой линии ($C_p=L_p=R_s=0$)

Прямые потери и развязка (потери на отражение) этих переключателей лучше всего выражаются с помощью соответствующих матриц рассеяния:

$$\bar{S} = \frac{1}{y+2} \begin{bmatrix} -y & 2 \\ 2 & -y \end{bmatrix}, \quad \bar{S} = \frac{1}{z+2} \begin{bmatrix} z & 2 \\ 2 & z \end{bmatrix}, \quad (12.1), (12.2)$$

где y и z — нормализованные параллельные и последовательные проводимость и сопротивление цепи диодов при нулевом или прямом смещении.

Прямые потери при параллельном включении диода составляют, дБ

$$L = 10 \lg \frac{1}{|S_{21}|^2} = 10 \lg \left| 1 + \frac{y}{2} \right|^2, \quad (12.3)$$

в то время как при последовательном включении диода прямые потери, дБ

$$L = 10 \lg \frac{1}{|S_{21}|^2} = 10 \lg \left| 1 + \frac{z}{2} \right|^2. \quad (12.4)$$

Соответствующие коэффициенты отражения составляют

$$S_{11} = -y/(y+2), \quad S_{11} = z/(z+2). \quad (12.5), (12.6)$$

Развязка и прямые потери при параллельном включении диода, выраженные через исходные переменные, дБ, приобретают вид

$$L = 10 \lg \left[1 + \frac{Z_0}{2R_f} \right]^2, \quad (12.7)$$

$$L = 10 \lg \left[1 + \left(\frac{\omega C_i Z_0}{2} \right)^2 \right], \quad (12.8)$$

а для случая последовательного включения диода

$$L = 10 \lg \left[1 + \left(\frac{1}{2\omega C_i Z_0} \right)^2 \right], \quad (12.9)$$

$$L = 10 \lg \left[1 + \frac{R_f}{2Z_0} \right]. \quad (12.10)$$

При выводе этих выражений паразитной емкостью и паразитной индуктивностью корпуса в эквивалентных схемах (см. рис. 12.5) пренебрегают, т. е. они выведены для случая бескорпусного исполнения диода. Предполагается, кроме того, что диод представляет собой емкость без потерь при обратном напряжении смещения и весьма малое сопротивление при прямом напряжении смещения. Более точные выражения, однако, могут быть получены введением соответствующих величин с помощью непосредственных алгебраических преобразований.

Поведение параллельно включенного диода иллюстрируется графиками (рис. 12.8а и б), в то время как соответствующие кривые для случая последовательного включения диода представлены на рис. 12.9а и б. Из этих графиков следует, что емкость перехода C_i устанавливает верхний частотный предел достигаемой

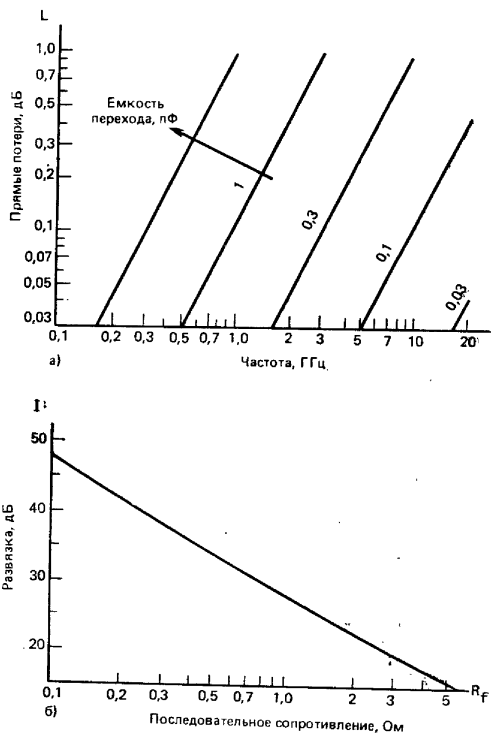


Рис. 12.8. Прямые потери (а) и развязка (б) при параллельном включении диода

развязки при последовательном включении диода и достигаемых прямых потерь при параллельном включении диода в линию передачи. Поэтому в большинстве диодных переключателей используется параллельное включение диодов. Иногда $\omega C_i Z_0$ принимается за добротность p - i - n -диода.

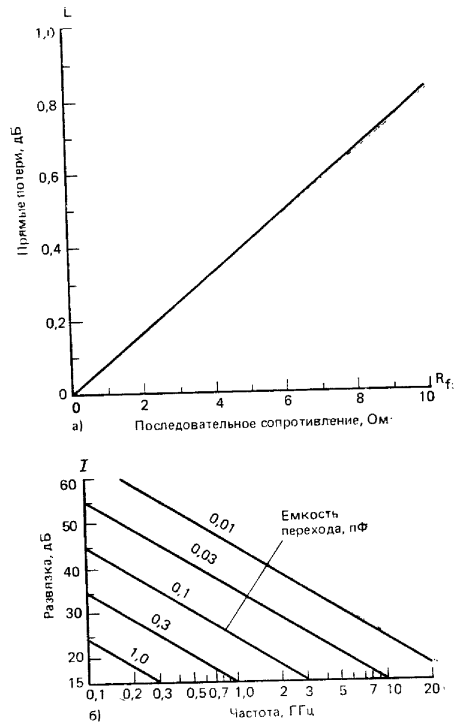


Рис. 12.9. Прямые потери (а) и развязка (б) при последовательном включении диода

12.2. Рассеяние мощности в p - i - n -диодах

Не вся развязка, обеспечиваемая диодным переключателем, определяется потерями рассогласования, хотя диодные переключатели и считаются отражающими устройствами. Заметная часть обеспечиваемой аттенуации определяется потерями поглощения в диоде. Поглощение мощности в диоде можно определить через S_{11} и S_{21} , используя принцип сохранения энергии:

$$P_{\text{рас}} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 a_i a_i^* - b_i b_i^* \quad (12.11)$$

Этим выражением утверждается, что подаваемая на устройство мощность должна быть равна сумме мощности, рассеиваемой в устройстве, и мощности на выходе всех его плеч.

Входные и выходные волны описываются обычным выражением

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{21} & S_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (12.12)$$

при следующих граничных условиях:

$$a_1=1, a_2=0. \quad (12.13), (12.14)$$

Таким образом,

$$b_1=S_{11}, b_2=S_{21}. \quad (12.15), (12.16)$$

Подставляя эти значения в уравнение энергии, получим

$$Q_{11}=1-|S_{11}|^2-|S_{21}|^2, \quad (12.17)$$

что и является результатом, выведенным ранее в гл. 1.

Предполагая, что потери чисто резистивные, параллельное подключение диода можно связать с рассеянием мощности, дБ,

$$Q_{11}=10 \lg[2 \sqrt{g}/(g+2)]^2, \quad (12.18)$$

и последовательное включение диода с рассеянием мощности, дБ,

$$Q_{11}=10 \lg[2 \sqrt{r}/(r+2)]^2. \quad (12.19)$$

12.3. Неотражающие аттенуаторы на *p-i-n*-диодах

Согласованные (неотражающие) аттенуаторы могут быть построены с помощью комбинаций отражающих аттенуаторов на *p-i-n*-диодах с симметричными трехдецибелльными гибридными ответвителями. На рис. 12.10 приведена такая типичная комбинация устройств. Принцип ее действия может быть описан с помощью входных и выходных волн при нулевом и прямом напряжении смещения на диодах.

Приложение прямого напряжения смещения к диодам дает право рассматривать их как короткозамкнутые цепи, и в этом

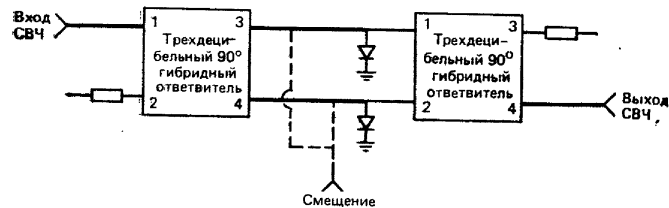


Рис. 12.10. Неотражающий аттенуатор на *p-i-n*-диодах

случае применима эквивалентная схема рис. 12.11, для которой входные волны могут быть представлены в виде

$a_1=1, a_2=0, a_3=-b_3, a_4=-b_4.$ (12.20), (12.21), (12.22), (12.23)

Волны на выходе четырех плеч теперь могут быть описаны с помощью зависимости выходных волн от входных при использо-

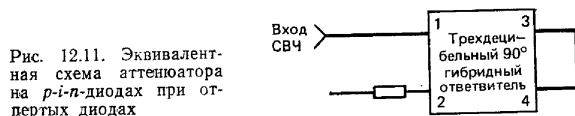


Рис. 12.11. Эквивалентная схема аттенуатора на *p-i-n*-диодах при открытых диодах

нии для этого матрицы рассеяния трехдецибелльного гибридного сочленения

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & j \\ 0 & 0 & j & 1 \\ 1 & j & 0 & 0 \\ j & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -b_3 \\ -b_4 \end{bmatrix}, \quad (12.24)$$

откуда следует

$$b_1 = -\frac{1}{\sqrt{2}}(b_3 + jb_4), b_2 = -\frac{1}{\sqrt{2}}(jb_3 + b_4); \quad (12.25), (12.26)$$

$$b_3 = 1/\sqrt{2}, b_4 = j/\sqrt{2}. \quad (12.27), (12.28)$$

Подстановка выражений (12.27) и (12.28) в (12.25) и (12.26) приводит к

$$b_1=0, b_2=-j. \quad (12.29), (12.30)$$

Таким образом, плечо, на которое подается входное колебание, остается согласованным, в то время как отраженные волны от плеч 3 и 4 складываются в обычно развязанном плече 2.

При отсутствии напряжения прямого смещения на диодах их цепи можно рассматривать как разомкнутые, и в этом случае применима эквивалентная схема, приведенная на рис. 12.12.

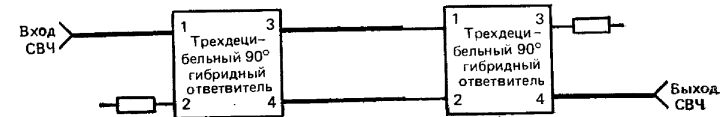


Рис. 12.12. Эквивалентная схема аттенуатора на *p-i-n*-диодах при запертых диодах

Трехдецибелльные гибридные сочленения оказываются соединенными последовательно, и для получения зависимости выходных волн устройства от входных выходные волны первого гибридного сочленения следует принять за входные второго. Следовательно-

но, выходные колебания второго гибридного сочленения могут быть получены из следующей матрицы:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & j \\ 0 & 0 & j & 1 \\ 1 & j & 0 & 0 \\ j & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} \\ j/\sqrt{2} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (12.31)$$

Таким образом,

$$b_1=0, b_2=0, b_3=0, b_4=j, \quad (12.32), (12.33), (12.34), (12.35)$$

так что волна a поступающая на плечо 1 установленных последовательно гибридных сочленений целиком передается на выход плеча 4 и отсутствует на всех остальных плечах.

Эта схема дает возможность изменять мощность, поступающую в плечо 4 из плеча 1, переключением состояний диодов с помощью подаваемого на них напряжения смещения. При этом входное плечо всегда остается согласованным и возникающие в месте соединения гибридных сочленений отражения поглощаются в согласованной нагрузке плеча 2. Типичная зависимость вносимого затухания от тока через диоды приведена на рис. 12.13.

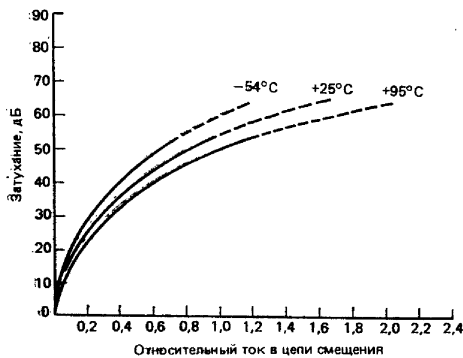


Рис. 12.13. Зависимость затухания attenuатора на $p-i-n$ -диодах от тока диодов

12.4. Однополюсный переключатель на два положения на шунтирующих $p-i-n$ -диодах

Однополюсные переключатели на $p-i-n$ -диодах могут быть построены последовательным, параллельным или комбинированным подключением диодов в две из трех линий передачи, образующих Т-образное или Y-образное сочленение. Три возможных варианта таких схем приведены на рис. 12.14. Положение диодов при включении их параллельно в линию передачи может быть опреде-

лено с помощью соответствующей матрицы рассеяния при следующих граничных условиях: при замыкании цепи одного диода и размыкании цепи другого во входной линии не должно быть отражений и только две линии передачи в этом сочленении могут быть соединенными между собой.

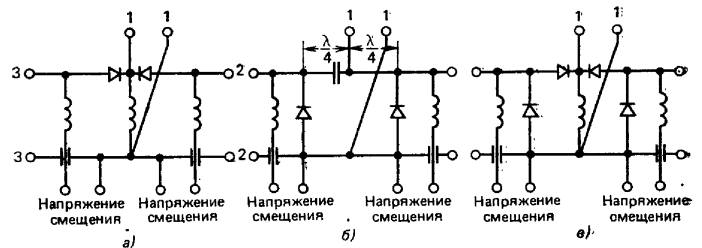


Рис. 12.14. Схемы однополюсных переключателей на два положения: а — последовательное включение; б — параллельное включение; в — последовательно-параллельное включение

Для простоты здесь будет использована матрица рассеяния, соответствующая компенсированному сочленению и имеющая следующий вид:

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} -1/3 & 2/3 & 2/3 \\ 2/3 & -1/3 & 2/3 \\ 2/3 & 2/3 & -1/3 \end{bmatrix} \quad (12.36)$$

Волны, падающие на три плеча сочленения при холостом ходе плеча 2, будут

$$a_1=1, a_2=b_2, a_3=0; \quad (12.37), (12.38), (12.39)$$

откуда

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1/3 & 2/3 & 2/3 \\ 2/3 & -1/3 & 2/3 \\ 2/3 & 2/3 & -1/3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ b_2 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (12.40)$$

Раскрывая это выражение, получим

$$b_1 = -\frac{1}{3} + \frac{2b_2}{3}, \quad b_2 = \frac{2}{3} - \frac{b_2}{3}, \quad b_3 = \frac{2}{3} + \frac{2b_2}{3} \quad (12.41), (12.42), (12.43)$$

и, следовательно,

$$b_1=0, b_2=1/2, b_3=1. \quad (12.44), (12.45), (12.46)$$

Полученный результат показывает, что при холостом ходе на зажимах плеча 2 волна, поступающая в плечо 1, целиком передается в плечо 3 при отсутствии отражений в плече 1.

Поскольку на практике обеспечение режима холостого хода затруднено, диоды устанавливаются на расстоянии в четверть длины волны от места сочленения линий передачи и замыкают собой линию передачи в этом месте. Однополюсные переключатели на два положения в основном используются в схемах дискретной коммутации, где одно входное колебание быстро переключается с одного выхода на другой. Каждый диод плеча снабжается своим независимым источником напряжения смещения, и поэтому для работы такого переключателя необходимы два возбуждения.

12.5. Основная конструкция диодного однополюсного переключателя на три положения

Конструкция промышленного широкополосного переключателя на три положения, в которой гибридная интегральная схема построена с использованием материалов и методов, обычно не применяемых в технологии изготовления гибридных схем более низких частот, показана на рис. 12.15. Так, например, выводы подключения активных диодных элементов не могут рассматриваться

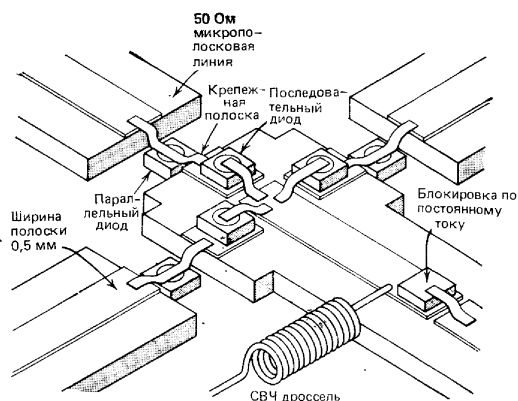


Рис. 12.15. Конструкция микрополоскового переключателя на три положения

как просто проводники, что обычно справедливо для гибридных интегральных схем общего применения. Эти элементы подключения, обладающие на СВЧ заметной электрической длиной, необходимо рассматривать как отрезки передающих линий для волны ТЕМ, нагрузкой которых являются соответствующие сопротивления, подлежащие согласованию с волновым сопротивлением

этих линий. Микрополосковая линия передачи нанесена методом печати на подложку из фольгированного фторопласта, укрепленного на стеклотекстолите. На рисунке видны бескорпусные шунтирующие диоды, припаянные к заземленной пластине линии, и проходные диоды также бескорпусного исполнения, припаянные к центральному проводнику. Верхние контакты диодов припаяны к металлическим полоскам, в свою очередь контактирующим с линией передачи.

Поскольку невозможно полностью устранить реактивные сопротивления, то полоски действуют как индуктивности, включенные последовательно с диодами. Выбирая длину и ширину каждой полоски так, чтобы ее индуктивность и емкость перехода диода образовывали фильтр нижних частот, мы можем исключить влияние этих паразитных реактивностей на частотах ниже частоты среза фильтра. Именно поэтому частота среза этих фильтров выбирается выше верхней частоты рабочего диапазона; волновое сопротивление фильтров обычно выбирается равным приблизительно 50 Ом.

Конденсаторы блокировки по постоянному току и проходные конденсаторы представляют собой пластинки из керамики с большой диэлектрической проницаемостью, которые крепятся полосками металла точно так же, как и диоды. СВЧ дроссели обычно выполняются в виде миниатюрных катушек, намотанных эмалированным проводом. Показанные на рис. 12.15 элементы приведены приблизительно в масштабе, и об их размерах можно судить по ширине полоски, составляющей примерно 0,5 мм. Диоды обычно изготавливаются в виде параллелепипедов с квадратным основанием со стороной и высотой примерно 0,4 и 0,1 мм.

12.6. Фазовращатели, управляемые *p-i-n*-диодами

На практике в большинстве случаев идеальный фазовращатель представляется в виде четырехполюсника, обладающего единичной функцией передачи и электронно-управляемой фазой. Типичная схема отражающего типа (рис. 12.16а) состоит из циркулятора, одно плечо которого имеет нагрузку в виде отрезка линии передачи, электрическая длина которого определяется состоянием одного или более диодов. В другой возможной схеме построения, способной управлять вдвое большей мощностью (рис. 12.16б), используется гибридное сочленение. В такой схеме существенным является обеспечение полной симметрии диодов для получения согласования в плече 1. Принцип действия еще одной разновидности фазовращателя (рис. 12.16в) основан на использовании пары соответствующим образом расположенных реактивных проводимостей, что позволяет осуществить взаимную компенсацию возникающих от неоднородностей отражений.

Анализ фазовращателя, в котором используется комбинация диодов и циркулятора, начинается с определения матрицы рас-

сеяния идеального циркулятора

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (12.47)$$

Входные волны для устройства, приведенного на рис. 12.16а, составят

$$a_1 = 1, \quad a_2 = be^{-j2\theta_1}, \quad a_3 = 0, \quad (12.48), \quad (12.49), \quad (12.50)$$

где θ_1 — фазовый угол короткозамкнутого отрезка линии передачи, подключенной к плечу 2, при открытом диоде.

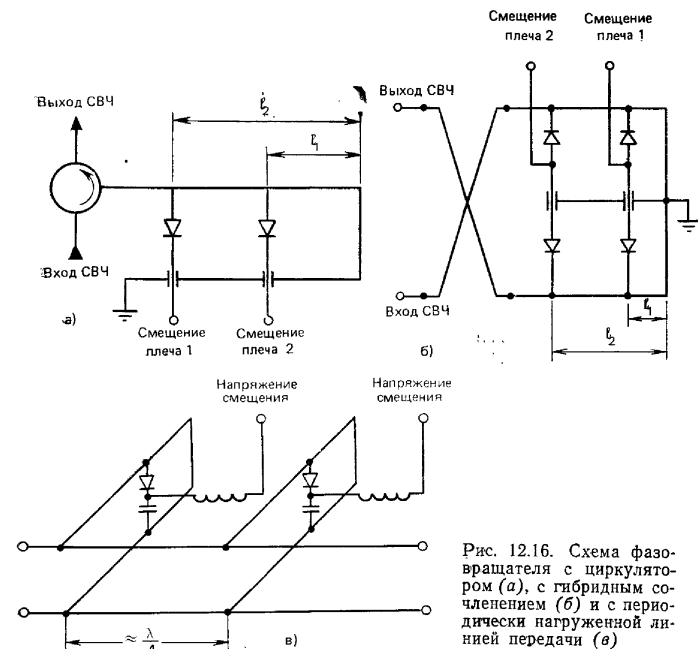


Рис. 12.16. Схема фазовращателя с циркулятором (а), с гибридным соединением (б) и с периодически нагруженной линией передачи (в)

Отраженные волны, таким образом, описываются

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ b_2 e^{-j2\theta_1} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (12.51)$$

Раскрывая это выражение, получим

$$b_1 = 0, \quad b_2 = 1, \quad b_3 = b_2 e^{-j2\theta_1}. \quad (12.52), \quad (12.53), \quad (12.54)$$

Отсюда выходная волна описывается как

$$b_3 = e^{-j2\theta_1}. \quad (12.55)$$

Теперь, смещая диод так, чтобы он был полностью заперт, получим изменение b_3 до значения

$$b_3 = e^{-j2\theta_2}. \quad (12.56)$$

Таким образом, сдвиг фазы выходного колебания составит $2\Delta\theta$, где

$$\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2. \quad (12.57)$$

Упражнения

1. Вычислить прямые потери и развязку, обеспечиваемые последовательно включенным *p-i-n*-диодом с емкостью перехода 0,1 пФ и прямым сопротивлением 1 Ом на частотах от 1 до 20 ГГц (ступенями по 1 ГГц).
2. Вычислить добротность диода из упражнения 1.
3. Повторить те же расчеты для случая параллельного включения диода.
4. Определить мощность, рассеиваемую последовательным и параллельным диодами в упражнениях 1 и 3.
5. Определить матрицу рассеяния S двух, установленных один за другим параллельных *p-i-n*-диодов, используя матрицы передачи, выведенные в гл. 1. Повторить это же для установленных один за другим двух последовательных *p-i-n*-диодов.

Глава 13

СМЕСИТЕЛИ СВЧ

Г. П. Рибле¹ и Г. Ло²

Смеситель представляет собой СВЧ устройство, предназначенное для преобразования частоты двух колебаний частот ω_1 и ω_2 с помощью нелинейного диода. Образованная таким образом разностная частота $\omega_1 - \omega_2$ является частотой полезного колебания, которое и подлежит выделению. Колебание частоты ω_1 , подаваемое на плечо 3 (рис. 13.1), вырабатывается гетеродином. Обычно на сигнальный вход (плечо 1) поступает сигнал, принимаемый антенной и имеющий частоту ω_2 . Образованный в смесителе сигнал промежуточной частоты $\omega_1 - \omega_2$ затем усиливается в усилителе промежуточной частоты. Обычно значение промежуточной частоты лежит в полосе от 30 до 70 МГц.

Как правило, информация, переносимая с помощью СВЧ несущей, лежит в полосе звуковых или видео частот, так что может показаться, что преобразование сигнала малого уровня из диапазона СВЧ в сигнал промежуточной частоты является ненужным усложнением. Однако усиление на промежуточной частоте является простым и дешевым процессом и не вносит заметных шу-

¹ Лаборатория техники СВЧ, Натик, шт. Массачусетс.

² Научно-исследовательский центр средств связи. Оттава, Канада.

мов. Кроме того, прямое детектирование (или модуляция) СВЧ несущей вносит в сигнал значительный уровень внешних шумов. Обычно наименьшее внесение шумов может быть обеспечено преобразованием СВЧ сигнала в сигнал промежуточной частоты, усилением полученного сигнала промежуточной частоты и затем де-

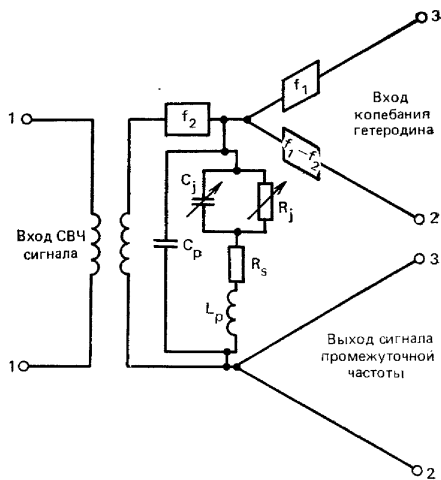


Рис. 13.1. Схема смесителя

тектированием с получением сигнала звуковой или видеочастоты.

Использование полупроводниковых диодов в смесителях объясняется их малой входной емкостью, малыми потерями и удовлетворительными шумовыми характеристиками. Используются диоды с точечным контактом или барьером Шоттки. Диод с точечным контактом представляет собой полупроводниковый кристалл, обычно кремниевый с проводимостью n -типа, с которым контактирует заостренный металлический проводник, изготовленный методом химического травления из вольфрама. Диод с барьером Шоттки состоит из кристалла кремния с проводимостью n -типа, на который нанесена сетка металлических контактов. Для подключения к одному из этих контактов, выбираемому по случайному закону, используется металлическая пружинка. Такой тип конструкции позволяет обеспечить высокую повторяемость характеристик и малый их разброс, в то время как относительно большая площадь плоскостного контакта снижает последовательное сопротивление и обеспечивает повышение мощности по сравнению с точечно-контактным. Конструкции этих двух типов диодов иллюстрируются рис. 13.2а и б. На рис. 13.3 представле-

на фотография внутреннего устройства диода с барьером Шоттки. Диод обеспечивает зависящую от приложенного напряжения проводимость $g(t)$, в отличие от резистора, сопротивление кото-

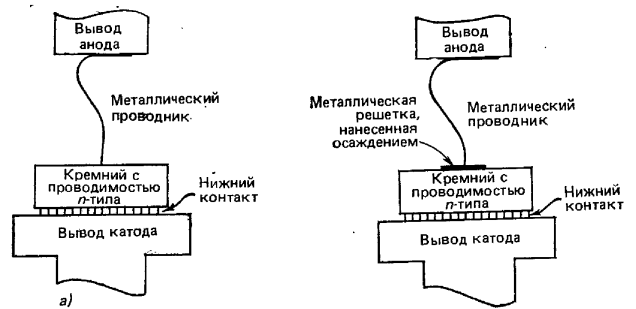


Рис. 13.2. Смесительные диоды с точечным контактом (а) и с барьером Шоттки (б)

рого не зависит от напряжения. Эквивалентная схема смесительного диода приведена на рис. 13.4. В полупроводниковых диодах как C_j , так и R_s считаются постоянными величинами.

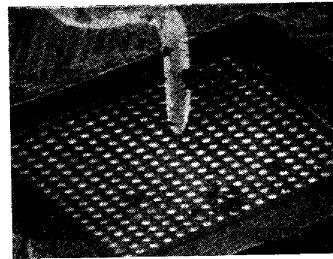


Рис. 13.3. Конструкция диода с барьером Шоттки

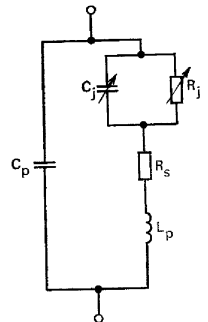


Рис. 13.4. Эквивалентная схема смесительного диода

13.1. Диод с барьером Шоттки

Поскольку обычно напряжение гетеродина значительно превышает напряжение сигнала, проводимость диода g определяется напряжением сигнала. Если напряжение гетеродина подчиняется синусоидальному закону изменения во времени ($\cos \omega_1 t$), то проводимость тоже будет периодической функцией времени с перио-

дом $T=2\pi/\omega_1$ и, следовательно, может быть разложена в ряд Фурье

$$g(t) = g_0 + 2g_1 \cos \omega_1 t + 2g_2 \cos 2\omega_1 t + \dots \quad (13.1)$$

Для диода с барьером Шоттки проводимости в этом выражении могут быть определены из зависимости от приложенного к нему напряжения, которая с достаточной степенью точности описывается следующим выражением

$$i = I_{\text{нас}} (e^{av} - 1), \quad (13.2)$$

где $I_{\text{нас}}$ — обратный ток в режиме насыщения и a — показатель степени, равный 40 В^{-1} для идеального диода, характеристика которого приведена на рис. 13.5. Дифференциальная проводимость диода определяется как

$$g(t) = \frac{di}{dv}. \quad (13.3)$$

Принимая в (13.2)

$$v = V_0 + V_1 \cos \omega_1 t, \quad (13.4)$$

получим

$$g(t) = \alpha I_{\text{нас}} e^{\alpha V_0 + \alpha V_1 \cos \omega_1 t}, \quad (13.5)$$

где V_0 — напряжение смещения и $V_1 \cos \omega_1 t$ — напряжение гетеродина.

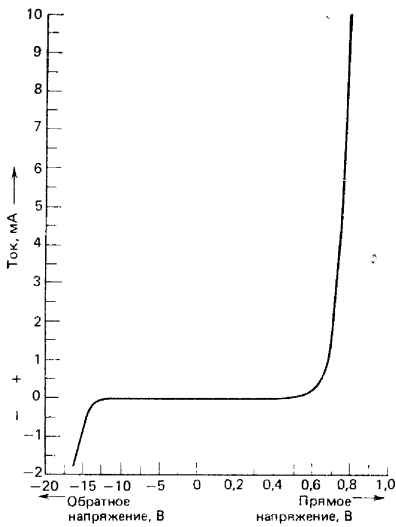


Рис. 13.5. Вольт-амперная характеристика диода с барьером Шоттки

Из теории модифицированных функций Бесселя

$$e^{\left[\frac{x}{2}(S+1/S)\right]} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} S^n I_n(x), \quad (13.6)$$

где $I_n(x)$ — модифицированная функция Бесселя. Используя это определение, получим

$$g(t) = \alpha I_{\text{нас}} e^{\alpha V_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(\alpha V_1) e^{jn\omega_1 t} = \alpha I_{\text{нас}} e^{\alpha V_0} \left[I_0(\alpha V_1) + \sum_{n=1}^{\infty} 2I_n(\alpha V_1) \cos n\omega_1 t \right], \quad (13.7)$$

поскольку $I_n = I_{-n}$, если n — целое число.

Таким образом, общий вид выражения, описывающего проводимость g , соответствует (13.1)

$$g(t) = g_0 + \sum_{n=1}^{\infty} 2g_n \cos n\omega_1 t, \quad (13.8)$$

$$\text{где } g_n = \alpha I_{\text{нас}} e^{\alpha V_0} I_n(\alpha V_1), \quad n=0, 1, 2, \dots, n. \quad (13.9)$$

13.2. Преобразование частоты с помощью активного элемента

Выше было показано, что диод с экспоненциальной характеристикой, если к нему приложено напряжение гетеродина, может быть заменен изменяющейся во времени проводимостью $g(t)$. Покажем теперь, что ток сигнала i_c прямо пропорционален напряжению сигнала $V_c \cos \omega_c t$, умноженному на изменяющуюся во времени проводимость $g(t)$.

Пусть полное падение напряжения на сопротивлении перехода диода будет

$$v = V_0 + V_1 \cos \omega_1 t + V_c \cos \omega_c t. \quad (13.10)$$

Раскладывая полный ток в ряд Тейлора относительно постоянного напряжения и напряжения гетеродина и отбрасывая члены разложения, не содержащие составляющих смещения, получим

$$i = V_c \cos \omega_c t \left. \frac{di}{dv} \right|_{v=V_0+V_1 \cos \omega_1 t} + \frac{1}{2} V_c^2 \cos^2 \omega_c t \left. \frac{d^2 i}{dv^2} \right|_{v=V_0+V_1 \cos \omega_1 t} + \dots, \quad (13.11)$$

где $V_c \cos \omega_c t$ — напряжение сигнала.

Отбрасывая все члены разложения, кроме первого, имеем

$$i = g(t) V_c \cos \omega_c t, \quad (13.12)$$

где $g(t)$ определено (13.1). Подставляя вместо $g(t)$ его зависимость от исходных переменных, получим

$$i = g_0 V_c \cos \omega_c t + \sum_{n=1}^{\infty} 2g_n V_c \cos n\omega_1 t \cos \omega_c t, \quad (13.13)$$

что также может быть записано в виде

$$i = g_0 V_c \cos \omega_c t + \sum_{n=1}^{\infty} g_n V_c [\cos(n\omega_1 + \omega_c)t + \cos(n\omega_1 - \omega_c)t]. \quad (13.14)$$

Если требуется транспонировать сигнал на более низкую частоту, то с помощью соответствующего фильтра производится выделение промежуточной частоты $n\omega_1 - \omega_c$.

13.3. Потери преобразования

Одним из важнейших параметров смесителя являются потери преобразования от входа сигнала до выхода на промежуточной частоте. Для вычисления этого параметра необходимо построить

эквивалентную схему смесителя в виде четырехполюсника. Поскольку в смесителе, кроме желаемой составляющей промежуточной частоты, образуются и составляющие других частот, необходимо сделать какое-либо предположение о характере нагрузки для этих нежелательных составляющих. В простейшем случае предполагается, что нагрузка для этих составляющих соответствует короткому замыканию. В этом случае падение напряжения на диоде определяется только входным сигналом и сигналом промежуточной частоты

$$v = v_c + v_{п.ч.} \quad (13.15)$$

$$\text{где } v_c = V_c \cos \omega_c t, \quad (13.16)$$

и

$$v_{п.ч.} = V_{п.ч.} \cos(\omega_1 - \omega_c)t, \quad (13.17)$$

а ω_1 и ω_c — угловые частоты колебания гетеродина и сигнала соответственно.

Отбрасывая все члены $g(t)$, кроме первых двух, получим выражение тока смесителя в виде

$$i = [(V_c \cos \omega_c t + V_{п.ч.} \cos(\omega_1 - \omega_c)t)](g_0 + 2g_1 \cos \omega_1 t), \quad (13.18)$$

где постоянная составляющая напряжения гетеродина опущена. Разделяя этот ток на составляющие частот сигнала и промежуточной частоты и отбрасывая ненужные боковые полосы, получим

$$i_c = g_0 V_c + g_1 V_{п.ч.}, \quad i_{п.ч.} = g_0 V_{п.ч.} + g_1 V_c, \quad (13.19), \quad (13.20)$$

что может быть выражено в виде матричного уравнения

$$\begin{bmatrix} i_c \\ i_{п.ч.} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_0 & g_1 \\ g_1 & g_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_c \\ V_{п.ч.} \end{bmatrix}. \quad (13.21)$$

На рис. 13.6а приведена эквивалентная схема четырехполюсника в матричном представлении проводимостей: $g_0 = Y_{11} = Y_{22}$ и $g_1 = Y_{21} = Y_{12}$.

Искомые входное и выходное сопротивления смесителя могут быть определены из 2×2 [Y] матрицы. Предполагается, что вход и выход четырехполюсника согласованы. При этих условиях

$$Y_{вх} = \sqrt{y_{11} \left(y_{11} - \frac{y_{12}^2}{y_{22}} \right)} \quad (13.22)$$

и

$$Y_{вых} = \sqrt{y_{22} \left(y_{22} - \frac{y_{12}^2}{y_{11}} \right)}. \quad (13.23)$$

Для указанного согласования полная проводимость источника сигнала приравнивается к $Y_{вх}$, а полная проводимость нагрузки по промежуточной частоте — к $Y_{вых}$. Схема для этого случая приведена на рис. 13.6б.

$$\text{Мощность, поступающая от источника сигнала, составляет} \quad V^2 Y_{вх}, \quad (13.24)$$

$$\text{а мощность в нагрузке будет равна} \quad V^2 Y_{вых}. \quad (13.25)$$

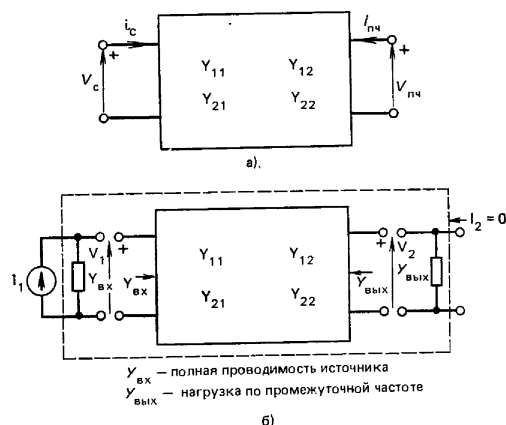


Рис. 13.6. Эквивалентная схема смесительного диода в виде четырехполюсника с указанием сигнального входа и выхода промежуточной частоты

Потери преобразования при этом могут быть определены как

$$L = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^2 \frac{Y_{вх}}{Y_{вых}}. \quad (13.26)$$

Рассматривая устройство, ограниченное пунктирной линией на рис. 13.6, как четырехполюсник, можно записать зависимость между током и напряжением в виде

$$\begin{bmatrix} i_1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{11} + Y_{вх} & y_{12} \\ y_{12} & y_{22} + Y_{вых} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}, \quad (13.27)$$

откуда напряжения V_1 и V_2 получаются в виде

$$\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^2 = \left(\frac{y_{22} + Y_{вых}}{y_{12}} \right)^2. \quad (13.28)$$

Это позволяет записать потери преобразования как

$$L = \left(\frac{y_{22} + Y_{вых}}{y_{12}} \right)^2 \frac{Y_{вх}}{Y_{вых}}. \quad (13.29)$$

13.4. Зеркальная частота

Образующиеся в смесителе гармоники обладают частотами $m\omega_1 + n\omega_c$, где m и n — целые положительные или отрицательные числа. Частота большинства гармоник будет велика для их распространения в цепях СВЧ на заметные расстояния, поскольку эти цепи обычно настроены на пропускание с малыми отражениями колебаний частот, близких к ω_1 и ω_c . Исключение составляет так называемая зеркальная частота ω_3 , равная $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_c$ ($m=2, n=1$). Эта частота настолько же выше частоты гетеродина, насколько частота сигнала ниже частоты гетеродина; отсюда и ее название — «зеркальная». Как правило, разность частот сигнала и гетеродина относительно невелика, и поэтому зеркальная частота попадает в полосу пропускания тракта СВЧ. В частности, мощность на зеркальной частоте будет распространяться по тракту до тех пор, пока не затухнет в вентилях и нагрузках.

Потери преобразования могут быть снижены, и соответственно коэффициент шума некоторых смесителей улучшен с помощью специальных мер по отражению мощности на зеркальной частоте обратно к смесительным диодам для дальнейшего ее преобразования в сигнал промежуточной частоты. Простейшей схемой для этого является приведенная на рис. 13.7. Узкополосный фильтр, пропускающий колебание частоты сигнала, но отражающий колебание зеркальной частоты, установлен у сигнального входа.

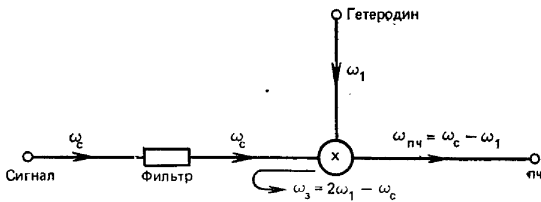


Рис. 13.7. Смеситель с подавлением сигнала зеркальной частоты

Расстояние между этим фильтром и смесительным диодом подбирается по минимальным потерям преобразования. Недостатком такого метода является возможность его использования только в узкополосных устройствах, где частота сигнала не выходит за полосу пропускания фильтра. Кроме того, потери этого фильтра, которые могут быть около 0,5 дБ, при расчете коэффициента шума приходится прибавлять к потерям преобразования.

Для учета преобразования мощности на зеркальной частоте в мощность на промежуточной частоте при описании смесителя необходимо построить матрицу полной проводимости 3×3 . Если предположить, что полное падение напряжения на смесительном диоде вызвано напряжениями частоты сигнала, промежуточной

частоты и зеркальной частоты, матрица 3×3 (построенная по той же методике, что и матрица 2×2 для описания диода как четырехполюсника) приобретет вид

$$\begin{bmatrix} i_c \\ i_{п.ч} \\ i_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_0 & g_1 & -g_2 \\ g_1 & g_0 & -g_1 \\ -g_2 & -g_1 & g_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_c \\ V_{п.ч} \\ V_3 \end{bmatrix}. \quad (13.30)$$

Эквивалентная схема для этого случая показана на рис. 13.8. В принятых здесь обозначениях все токи предполагаются текущими по направлению к диоду и соответственно заданы направления напряжений.

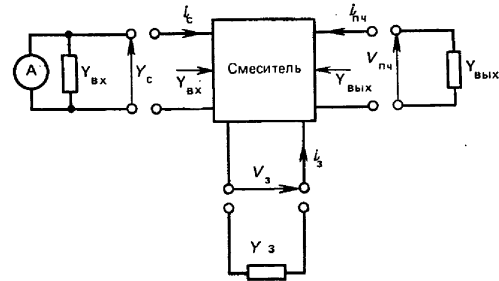


Рис. 13.8. Эквивалентная схема смесителя в виде шестиполосника с указанием сигнального и зеркального плеч и выхода промежуточной частоты

Для изучения влияния колебания зеркальной частоты на потери преобразования можно свести шестиполосную модель смесителя к четырехполюсной, выражая ток и напряжение на зеркальной частоте через V_3 :

$$i_3 = -Y_3 V_3; \quad (13.31)$$

откуда

$$\begin{bmatrix} i_c \\ i_{п.ч} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_{11} & y_{21} \\ y_{12} & y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_c \\ V_{п.ч} \end{bmatrix}, \quad (13.32)$$

$$y_{11} = g_0 - \frac{g_2^2}{g_0 + Y_3}, \quad (13.33)$$

$$y_{12} = y_{21} = g_1 - \frac{g_1 g_2}{g_0 + Y_3}, \quad (13.34)$$

$$y_{22} = g_0 - \frac{g_1^2}{g_0 + Y_3}. \quad (13.35)$$

Элементы матрицы проводимостей 2×2 могут быть теперь непосредственно введены в (13.29) для оценки потерь преобразования

при различных нагрузках на зеркальной частоте. На практике обычно рассматриваются три случая нагрузки на зеркальной частоте: холостой ход, короткое замыкание и согласование. Отметим, что выше рассматривался первый случай. Наименьшие потери преобразования соответствуют холостому ходу на зеркальной частоте, т. е. бесконечной Y_3 .

13.5. Балансный смеситель

Часто шумы гетеродина составляют заметную часть шумов системы. Влияние шумов гетеродина может быть значительно снижено с помощью балансного смесителя, приведенного на рис. 13.9. В балансных смесителях основным фактором, определяющим шумы, являются потери преобразования, типичное значение которых равно примерно 6 дБ. Если такой уровень потерь преобразования недопустимо велик, то необходимо до входа смесителя включить малошумящий усилитель СВЧ сигнала (часто для этого используются параметрические усилители).

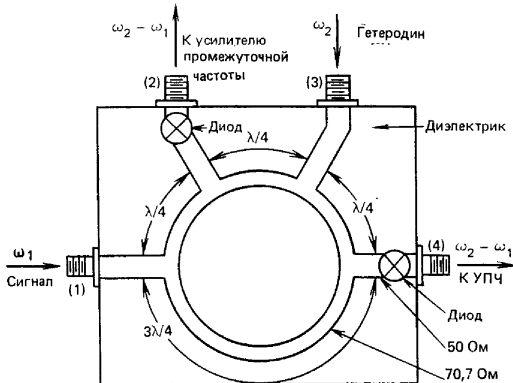


Рис. 13.9. Полосковый балансный смеситель

Балансный смеситель, кольцевая схема которого приведена на рис. 13.9, работает следующим образом. Поступающий в плечо 1 входной сигнал делится на две равные части, распространяющиеся по кольцу в противоположных направлениях. Эти две волны будут в фазе у плеч 2 и 4, в то время как в плече 3 они окажутся в противофазе. Следовательно, плечи 1 и 3 будут развязаны друг от друга. Отметим, что сдвиг фаз между сигналами в плечах 2 и 4 равен 180° , поскольку разность длин их пробега по кольцу равна половине длины волны. С другой стороны, колебание гете-

родина будет приходить на диоды в плечах 2 и 4 в одной и той же фазе. Поскольку между плечами 1 и 3 существует развязка, колебание гетеродина не будет поступать в антенное плечо смесителя. Описанные выше фазовые соотношения существенны для понимания принципа действия балансного смесителя. Шумы гетеродина на частоте сигнала будут смешиваться с колебанием частоты гетеродина и тем самым образуют на двух диодах синфазные сигналы промежуточной частоты. Сигналы промежуточной частоты, образованные за счет смешения частот сигнала и гетеродина на этих двух диодах, будут в противофазе. Шумы гетеродина можно скомпенсировать, включая выходы диодов на балансные входы усилителя промежуточной частоты. При этом сигналы промежуточной частоты будут складываться в фазе. Балансные смесители изготавливаются также и в волноводном исполнении с использованием гибридных сочленений типа «магическое Т» вместо кольцевой схемы.

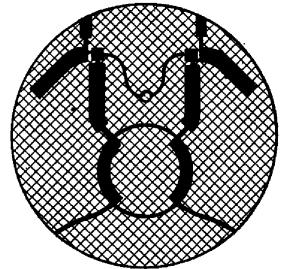


Рис. 13.10. Схема микрополоскового балансного смесителя (фирма Mullard)

13.6. Коэффициент шума

Способность обнаружить сигнал, уровень которого сравним с уровнем шумов, может быть количественно описана с помощью коэффициента шума, определяемого следующим уравнением:

$$F = \frac{S/KTB}{S_0/N_0}, \quad (13.36)$$

где F — коэффициент шума цепи; S — мощность, поступающая от источника сигнала; S_0 — мощность сигнала на выходе цепи; N_0 — мощность шумов на выходе цепи; K — постоянная Больцмана; T — температура источника сигнала, K ; B — шумовая полоса цепи.

Усиление по мощности, обеспечиваемое цепью, определяется как $G = S_0/S$. (13.37)

Мощность шумов, поступающую из цепи, удобно рассматривать как возникающую в резисторе с эквивалентной шумовой температурой T_0 , которая определяется из выражения

$$N_0 = KT_0B. \quad (13.38)$$

Это дает возможность представить (13.36) в виде

$$F = \frac{1}{G} \frac{T_0}{T}. \quad (13.39)$$

Можно показать, что для часто встречающегося последовательного соединения двух цепей

$$F_{12} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1}, \quad (13.40)$$

где F_1 — коэффициент шума первой цепи; F_2 — коэффициент шума второй цепи и G_1 — усиление первой цепи по мощности. Здесь предполагается, что шумовая полоса частот второй цепи меньше, чем первой. Если T_1 — эквивалентная температура шумов первой цепи, то

$$F_1 = \frac{1}{G_1} \frac{T_0}{T_1} \quad (13.41)$$

или

$$F_1 = \frac{t_1}{G_1}, \quad (13.42)$$

где $t_1 = T_0/T_1$. (13.43)

Таким образом (13.40) преобразуется в

$$F_{12} = \frac{t_1 + F_2 - 1}{G_1}, \quad (13.44)$$

и именно такой вид выражения обычно используется при рассмотрении работы смесителя.

Полный коэффициент шума супергетеродинного приемника может быть представлен в виде

$$F_0 = L_0(t_r + F_{п.ч} - 1) \quad (13.45)$$

в предположении достаточного подавления шумов гетеродина, где L_0 — потери преобразования смесительного диода, t_r — отношение шумовых температур смесительного диода и $F_{п.ч}$ — коэффициент шума следующего за смесителем усилителя промежуточной частоты. Отсюда следует, что на общий коэффициент шума влияют такие параметры смесителя, как потери преобразования и отношение шумовых температур смесительного диода, и эти параметры должны быть снижены до реализуемого минимума.

Упражнения

1. Определить проводимости в (13.22) и (13.23), используя схему, приведенную на рис. 13.6.
2. Вычислить первые три члена в (13.13) при $\alpha = 40 \text{ В}^{-1}$; $I_{нас} = 1 \text{ мкА}$, $V_0 = 0,5 \text{ В}$, $V_1 = 0,1 \text{ В}$.
3. Определить потери преобразования смесителя, описываемого (13.29), в режимах холостого хода, короткого замыкания и согласования на зеркальной частоте, используя g_0 и g_1 , полученные в упражнении 2.
4. Показать, что колебания гетеродина совпадают по фазе в плечах 2 и 4 балансного смесителя (рис. 13.9).
5. Построить график $g(t)$ на частоте 1 МГц с учетом g_0 , g_1 и g_2 .
6. Показать, что если пренебречь паразитными параметрами смесительного диода C_p , C_s , R_s и L_p (см. рис. 13.4), напряжения на диоде будут иметь си-

нусоидальную форму при такой же форме колебаний гетеродина и что $g(t) = 1/R_j$. Выразить R_j через g_0 , g_1 , g_2 и т. д.

7. Если паразитными параметрами смесительного диода пренебречь нельзя (рис. 13.1), то напряжение на p - n -переходе диода может быть периодической, но не обязательно синусоидальной функцией. Предполагая, что напряжение на переходе диода может быть представлено в виде ряда Фурье

$$v(t) = V_0 + \sum_{m=1}^{\infty} (V_m \cos m\omega_1 t)$$

определить функцию $g(t)$, вытекающую из такого изменения напряжения на переходе смесительного диода.

Глава 14

ГЕНЕРАТОРЫ И УСИЛИТЕЛИ НА ПРИБОРАХ С ПЕРЕНОСОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Диоды с переносом электронов (диоды Ганна) представляют собой полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением, которые могут быть использованы для построения СВЧ генераторов и регенеративных усилителей. Отрицательное сопротивление прибора возникает при переносе электронов из основной энергетической зоны проводимости некоторых полупроводниковых материалов в сопутствующую энергетическую зону, когда напряженность приложенного электрического поля превышает определенное критическое значение. Подходящим для этого полупроводниковым материалом может служить арсенид галлия с проводимостью n -типа, снабженный двумя металлическими контактами и помещенный в соответствующий металлокерамический корпус. Конструкция типичного диода Ганна приведена на рис. 14.1. Бу-

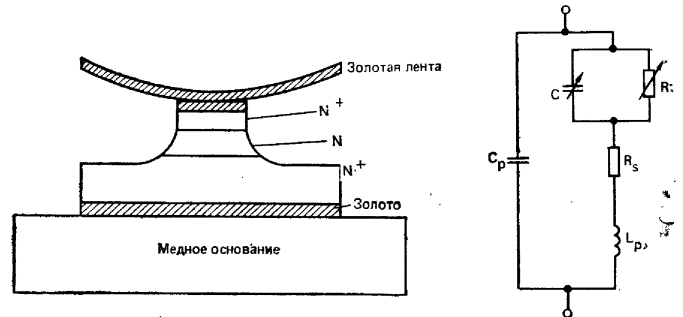


Рис. 14.1. Схема диода с переносом электронов (диода Ганна)

Рис. 14.2. Эквивалентная схема корпусного диода Ганна:

R — отрицательное сопротивление; C — эквивалентная емкость; R_s — сопротивление объема полупроводника и контактов; L_p — индуктивность корпуса; C_p — емкость корпуса

ферные слои N^+ позволяют создать омические контакты с основным полупроводником, имеющим проводимость n -типа. Диоды Ганна обычно выпускаются в корпусах, аналогичных с используемыми для полупроводниковых диодов других типов, таких, как варакторные и p - i - n -диоды. Эквивалентная схема маломощного диода Ганна в корпусном исполнении представлена на рис. 14.2.

На рис. 14.3а и б показаны коаксиальный и волноводный варианты генератора на диоде Ганна. В простейшем режиме коле-

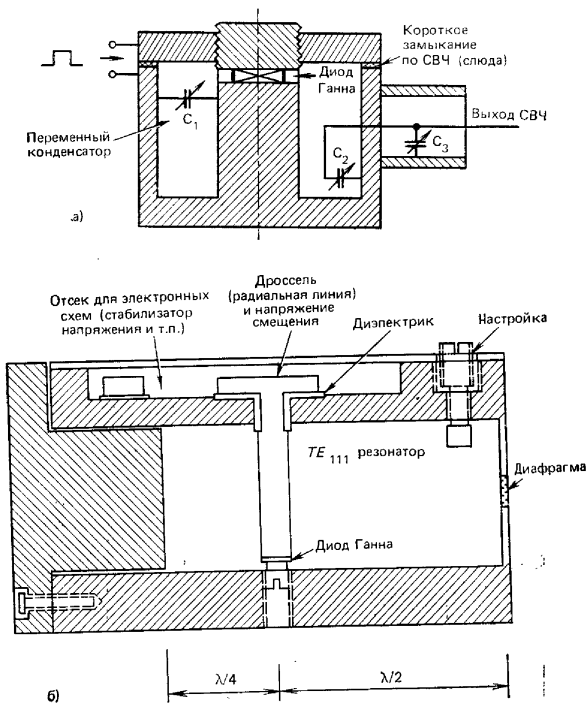


Рис. 14.3. Коаксиальный (а) и волноводный (б) генераторы Ганна

баний выходная частота генератора, собранного на диоде с переносом электронов, определяется временем пролета электронов. Однако возможны и иные вынужденные режимы колебаний (например, режим подавления доменов) в резонаторах, обеспечивающие возможность широкополосной перестройки частоты (до октавы). При определенных условиях, такое устройство можно пере-

вести в режим работы усилителя с отрицательным сопротивлением. На рис. 14.4 показана схема типичного регенеративного усилителя на приборе с переносом электронов.

Следует особо подчеркнуть, что наблюдаемый в полупроводниковых материалах, используемых для приборов с переносом электронов, эффект отрицательной дифференциальной подвижности

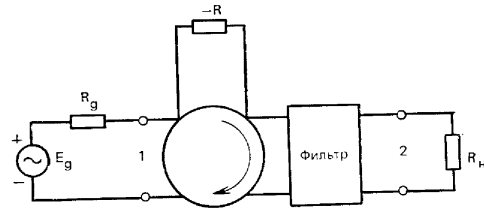


Рис. 14.4. Усилитель с отрицательным сопротивлением с использованием циркулятора

носителей заряда возникает исключительно в объеме полупроводника. В отличие от биполярных транзисторов, туннельных диодов и других в приборах с переносом электронов отсутствует p - n -переход, а имеются только омические контакты, с помощью которых к прибору подводится постоянное напряжение смещения, вызывающее в объеме полупроводникового материала электрическое поле необходимой напряженности.

14.1. Пролетные приборы с переносом электронов

Для изготовления диодов с переносом электронов на противоположные стороны пластины арсенида галлия (GaAs) с проводимостью n -типа наносят омические контакты и помещают это устройство в соответствующий металлокерамический корпус. Если напряжение, приложенное к контактам, превышает определенное критическое значение, то в приборе в некотором диапазоне частот возникает дифференциальное отрицательное сопротивление.

Механизм возникновения отрицательного дифференциального сопротивления в таких приборах часто называют механизмом Ридли-Воткинса-Хилсума. Благодаря этому механизму подвижные носители заряда (в арсениде галлия с проводимостью n -типа — электроны) под воздействием приложенного электрического поля переносятся из основной энергетической зоны, где они обладают малой массой m^* и соответственно высокой подвижностью μ , в энергетическую зону, где их эффективная масса значительно больше, а подвижность — соответственно меньше (рис. 14.5). Такой перенос из зоны проводимости a с меньшей энергией в зону проводимости b с большей энергией приобретает значимость только тогда, когда напряженность электрического поля превосходит пороговое значение. Соответствующее пороговое напряжение при этом равно произведению напряженности поля на расстояние между омическими контактами. Пороговую напряженность электрического поля можно представить себе как напря-

женность поля, при которой электрон приобретает от поля энергию, несколько превышающую разницу в энергиях между минимумами двух зон проводимости. По мере роста напряженности электрического поля увеличивается и число электронов, переносимых в зону проводимости, где их подвижность ниже. Это быст-

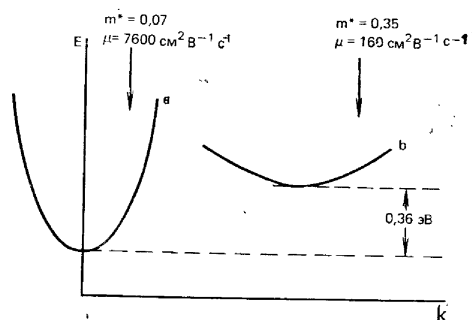


Рис. 14.5. Диаграмма уровней проводимости арсенида галлия

рое перераспределение носителей заряда проявляется в виде снижения подвижности носителей заряда (после усреднения по общему числу носителей в верхней и нижней зонах проводимости). Обычно вместо построения графика зависимости подвижности μ носителей заряда от напряженности электрического поля F рассматривается зависимость

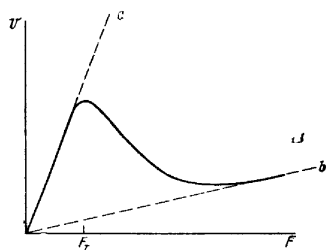


Рис. 14.6. Типичная зависимость скорости электронов от напряженности поля для диода Ганна

средней скорости v носителей заряда от напряженности электрического поля F , учитывая что скорость является произведением подвижности на напряженность поля ($v = \mu F$). Характерный вид такой зависимости для материалов типа арсенида галлия, обладающих подобным механизмом переноса электронов, приведен на рис. 14.6.

При напряженности поля ниже пороговой носители заряда обладают постоянной высокой подвижностью, соответствующей подвижности в нижней зоне проводимости. Таким образом, их скорости нарастают с ростом приложенного электрического поля и достигают максимального значения при пороговой напряженности поля F_T . С дальнейшим ростом напряженности поля средняя скорость носителей заряда начинает спадать по мере переноса

электронов в зону меньшей подвижности и такой спад будет продолжаться до переноса всех носителей заряда из нижней зоны проводимости в верхнюю, что будет соответствовать режиму насыщения скорости. В интервале от порогового значения поля и до значения, соответствующего насыщению скорости носителей, материал будет обладать отрицательной дифференциальной подвижностью носителей заряда и именно этот интервал представляет наибольший интерес для работы прибора. При напряженностях поля выше соответствующей насыщению скорости носителей все носители заряда оказываются перенесенными в верхнюю зону и перемещаются с постоянной низкой подвижностью, характерной для этой зоны. При этом кривая, описывающая зависимость скорости от напряженности поля, должна иметь постоянный положительный наклон, как показано на рис. 14.6. Надежных экспериментальных подтверждений этого теоретического предсказания пока нет. Представленный выше механизм переноса электронов может быть количественно описан с помощью нескольких относительно несложных выражений. Пусть индекс «н» относится к величинам нижней зоны проводимости, характеризующейся высокой подвижностью носителей заряда, а величины, относящиеся к верхней зоне проводимости, в которой подвижность носителей заряда ниже, обозначены индексом «в». Общее число подвижных носителей заряда n (электронов) в обеих зонах проводимости постоянно:

$$n = n_n(F) + n_v(F).$$

Число подвижных носителей заряда в каждой из зон проводимости зависит от приложенного электрического поля. (Без нарушения общности рассуждений можно считать, что это число носителей заряда соответствует плотности носителей заряда, т. е. взято на единицу объема.)

Величина, выше называемая эффективной подвижностью носителей, теперь может быть представлена как

$$\mu(F) = \frac{\mu_n n_n(F) + \mu_v n_v(F)}{n},$$

и отсюда средняя скорость перемещения носителей может быть записана в виде

$$v(F) = F\mu(F) = \frac{\mu_n n_n(F) + \mu_v n_v(F)}{n} F.$$

В качестве поясняющего примера, рассмотрим случай, когда описанный механизм переноса электронов охарактеризован как бесконечно быстрый переход, т. е.

$$n_n(F) = \begin{cases} 1 & 0 \leq F \leq F_T, \\ 0 & F > F_T, \end{cases}$$

и поскольку общее число электронов n постоянно,

$$n_v(F) = \begin{cases} 0 & 0 \leq F < F_T, \\ 1 & F > F_T. \end{cases}$$

Подставляя эти выражения в уравнение средней скорости, получим

$$v(F) = \begin{cases} \mu_n F & 0 \leq F < F_T, \\ \mu_p F & F > F_T. \end{cases}$$

Через F_T обозначена пороговая напряженность электрического поля, при которой в данном идеализированном случае все носители заряда переносятся из нижней зоны в верхнюю. Из изложенного видно, что если напряжение смещения, приложенное к прибору с переносом электронов, достаточно для создания в нем напряженности поля выше пороговой, то материал будет обладать отрицательной дифференциальной подвижностью носителей, которая проявится в виде отрицательного дифференциального сопротивления на выводах прибора в определенном диапазоне частот.

14.2. Образование доменов и эффект Ганна

В реальном образце арсенида галлия неоднородности кристаллической решетки резко нарушают исходную однородность распределения электрического поля и распределения носителей заряда. Происходит перегруппировка распределения носителей заряда, в результате которой формируется весьма тонкий дипольный слой (домен), состоящий из слоя обеднения и слоя накопления заряда, и этот домен перемещается по длине диода со скоростью, приблизительно равной дрейфовой скорости насыщения.

Вне этого дипольного слоя плотность носителей заряда существенно однородна, поэтому и соответствующая ей картина электрического поля также однородна во всем объеме полупроводника (при полях ниже порогового), за исключением области домена с треугольной формой распределения поля, напряженность которого превышает пороговую. Домен возникает на микроскопических неоднородностях в прикатодной части прибора, пробегает всю длину прибора и затем гасится в области у анода. Через очень короткий промежуток времени зарождается новый домен, который начинает двигаться от катода в сторону анода. Ток через диод при наличии домена ниже, чем при гашении домена, так что описанная нестабильность проявляется в виде отдельных острых пиков тока через диод, возникающих периодически. Зарождение, рост и распространение домена высокой напряженности поля иллюстрируются рис. 14.7а, форма тока во внешней цепи диода представлена на рис. 14.7б. Этот вид колебаний в приборах с переносом электронов известен под названием генерации Ганна, при которой частота колебаний определяется временем пролета домена Ганна через диод:

$$T = L/v_{в.п.}$$

где $v_{в.п.}$ — скорость, соответствующая впадине характеристики и равная приблизительно 10^7 см/с.

Частота генерации Ганна может быть изменена в относительно небольших пределах изменением приложенного напряжения смещения. Гораздо больший диапазон изменения частоты — почти в октаву — может быть получен при работе прибора с переносом электронов в вынужденных режимах колебаний, обеспечиваемых размещением диода в перестраиваемых объемных резонаторах.

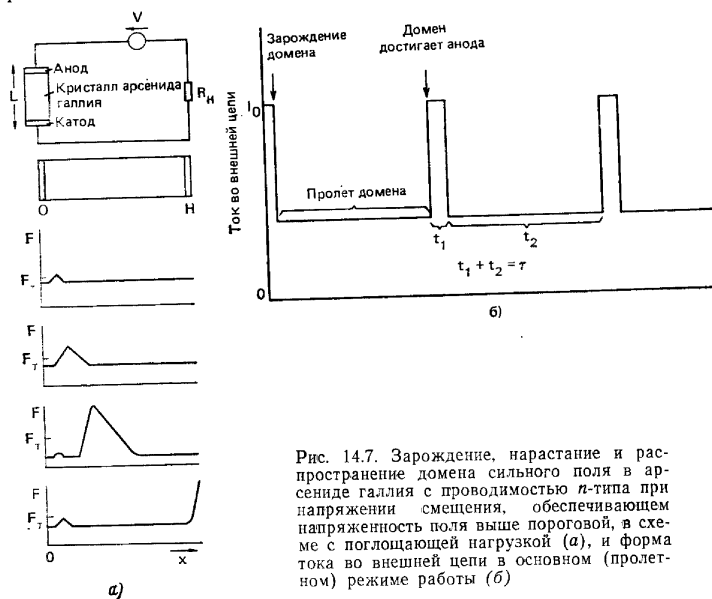


Рис. 14.7. Зарождение, нарастание и распространение домена сильного поля в арсениде галлия с проводимостью n -типа при напряжении смещения, обеспечивающем напряженность поля выше пороговой, в схеме с поглощающей нагрузкой (а), и форма тока во внешней цепи в основном (пролетном) режиме работы (б)

14.3. Усиление простого усилителя с отрицательным сопротивлением

Схема простого усилителя отражательного типа с отрицательным сопротивлением с использованием циркулятора показана на рис. 14.4. Усиление такого устройства может быть определено при замене G на $-G$ при определении коэффициента отражения двухполюсника, нагружающего плечо 2 циркулятора.

Коэффициент передачи циркулятора, нагруженного на положительную проводимость G , составляет

$$|S_{11}(G)|^2 = \left| \frac{Y_0 - G}{Y_0 + G} \right|^2, \quad (14.1)$$

Замена положительной и действительной проводимости нагрузки G на $-G$ приведет к

$$|S_{11}(-G)|^2 = \left| \frac{Y_0 + G}{Y_0 - G} \right|^2. \quad (14.2)$$

Таким образом, коэффициент отражения по мощности усилителя с отрицательной проводимостью определяется как величина, обратная коэффициенту отражения при нагрузке на положительную действительную проводимость:

$$S_{11}(-G) = 1/S_{11}(G). \quad (14.3)$$

Выражение (14.3) связывает работу усилителя отражательного (регенеративного) типа с отрицательным сопротивлением с поведением той же цепи, работающей в качестве развязывающего (согласующего) устройства, нагруженного на положительное сопротивление такой же величины, что и отрицательное сопротивление усилителя. Так, задача определения максимального усиления в заданной полосе частот сводится к определению минимального значения S_{11} при условии замены проводимости нагрузки G на $-G$. Это хорошо известная задача согласования двухполюсника.

14.4. Произведение усиления на ширину полосы усилителя с отрицательным сопротивлением

Эквивалентная схема диода Ганна на практике значительно сложнее представленной на рис. 14.4 в виде отрицательного сопротивления. Более полно поведение прибора описывает параллельное соединение отрицательной проводимости и емкости C в эквивалентной схеме рис. 14.8а. Для того чтобы эту цепь превратить в резонансный контур, необходимо параллельно емкости

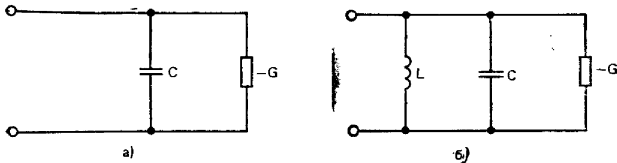


Рис. 14.8. Эквивалентные схемы собственно диода Ганна (а) и диода Ганна в резонансном контуре (б)

подключить индуктивность, в результате чего усиление этого устройства превратится в частотно-зависимое. Следовательно, теперь необходимо определить произведение коэффициента усиления на ширину полосы усиливаемых частот для этого прибора.

Полная проводимость резонансного усилителя с отрицательным сопротивлением (рис. 14.8б) составляет

$$Y(\omega) = -G + j\omega C \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (14.4)$$

Коэффициент отражения по мощности поэтому составит

$$|S_{11}(\omega)|^2 = \frac{(Y_0 + G)^2 + \omega_0^2 C^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}{(Y_0 - G)^2 + \omega_0^2 C^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}. \quad (14.5)$$

Ширину полосы усиливаемых частот по уровню половинной мощности можно теперь записать как

$$|S_{11}(\omega_{1,2})|^2 = |S_{11}(0)|^2/2, \quad (14.6)$$

где $\omega_{1,2}$ — две угловые частоты, при которых усиление уменьшается на 3 дБ. Таким образом,

$$\frac{(Y_0 + G)^2 + \omega_0^2 C^2 \left(\frac{\omega_{1,2}}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_{1,2}} \right)^2}{(Y_0 - G)^2 + \omega_0^2 C^2 \left(\frac{\omega_{1,2}}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_{1,2}} \right)^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{Y_0 + G}{Y_0 - G} \right)^2. \quad (14.7)$$

Преобразование этого выражения приводит к

$$\frac{2G\omega_0}{(\omega_2 - \omega_1)\omega_0 C} = (|S_{11}(0)| - 1) \left(1 - \frac{2}{|S_{11}(0)|^2} \right)^{1/2}. \quad (14.8)$$

При $S_{11}(0) \gg 1$ это уравнение упрощается:

$$(\omega_2 - \omega_1) |S_{11}(0)| = 2G/C. \quad (14.9)$$

14.5. Полоса усиливаемых частот широкополосного усилителя с отрицательным сопротивлением

Для увеличения произведения коэффициента усиления на полосу частот простого резонансного усилителя, определяемого (14.8) или (14.9), необходимо использование какой-либо широкополосной согласующей цепи. Бодэ определил максимальную ширину полосы усиления, достигаемую с помощью такого метода, в виде

$$\int_0^\infty \ln \left| \frac{1}{S_{11}(j\omega)} \right| d\omega \leq \frac{\pi G}{C}. \quad (14.10)$$

Из этого интегрального уравнения следует, что при таком методе построения усилителя максимальная ширина полосы частот обеспечивается при постоянстве S_{11} в этой полосе и равенстве единице за ее пределами. При идеальных условиях приведенный выше интеграл сводится к

$$(\omega_2 - \omega_1) \ln(1/S_{11}) = \pi G/C. \quad (14.11)$$

Для усилителя с отрицательным сопротивлением в уравнении (14.11) S_{11} следует заменить на $1/S_{11}$, в результате чего

$$(\omega_2 - \omega_1) \ln S_{11} = \pi G/C. \quad (14.12)$$

Полученное выражение можно сравнить с (14.9).

На рис. 14.9 показана схема трехконтурного усилителя с отрицательным сопротивлением с применением трехплечего циркулятора.

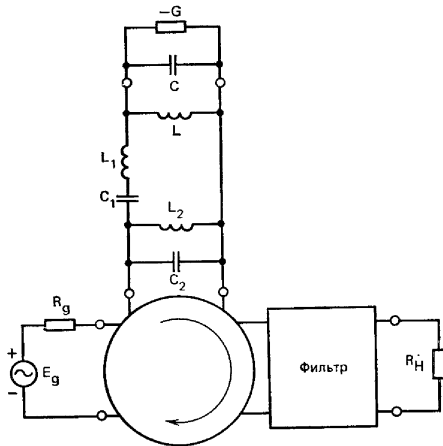


Рис. 14.9. Схема трехконтурного усилителя с отрицательным сопротивлением

14.6. Коаксиальный генератор Ганна

Коаксиальный генератор Ганна (см. рис. 14.3а) является одним из простейших устройств, в которых используются приборы с переносом электронов, и достаточно легко поддается анализу. Этот генератор состоит из коаксиального резонатора, в котором прибор с переносом электронов установлен в зазоре между концом центрального проводника и торцевой плоскостью резонатора. Частоту генерации определяют волновое сопротивление и длина коаксиального резонатора, в то время как оптимальная активная нагрузка днода подбирается по глубине погружения и ориентации петли связи с нагрузкой. Для настройки частоты этого устройства применяется емкость C_1 . В установившемся режиме и при синусоидальной форме колебаний два условия самовозбуждения удовлетворяются при

$$B_{\text{пр}} + B_{\text{рез}} = 0, \quad (14.13)$$

$$G_{\text{пр}} + G_{\text{рез}} = 0, \quad (14.14)$$

где B и G обозначают реактивную и активную составляющую полной проводимости прибора с переносом электронов и подключенного к нему коаксиального резонатора соответственно.

Устройство (см. рис. 14.3а) удобно анализировать, пользуясь эквивалентной схемой (рис. 14.10). Здесь коэффициент связи пет-

ли вывода энергии с резонатором представлен в виде идеального трансформатора с коэффициентом трансформации n . Применяя к этой схеме условия устойчивости колебаний с частотой ω , получим

$$j\omega C - G + j\omega C_1 + Y_{\text{к.з}} + Y_{\text{н}} = 0, \quad (14.15)$$

$$\text{где } Y_{\text{к.з}} = -j \operatorname{ctg}(2\pi L/\lambda_0) \quad (14.16)$$

и L — длина резонатора.

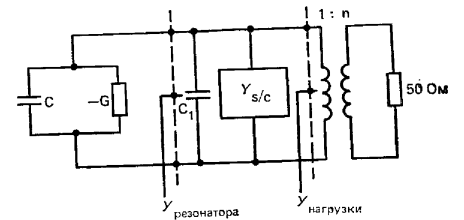


Рис. 14.10. Эквивалентная схема коаксиального генератора Ганна

Следовательно, два условия самовозбуждения можно записать в виде

$$\omega C + \omega C_1 - \operatorname{ctg}(2\pi L/\lambda_0) + I_m(Y_{\text{н}}) = 0, \quad (14.17)$$

$$-G + \operatorname{Re}(Y_{\text{н}}) = 0. \quad (14.18)$$

На рис. 14.11 показаны полосковый генератор Ганна, настраиваемый ЖИГ сферой, и его эквивалентная схема.

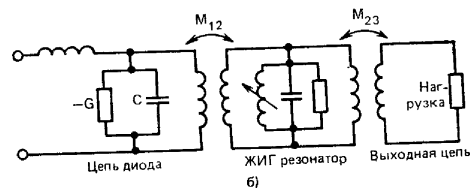
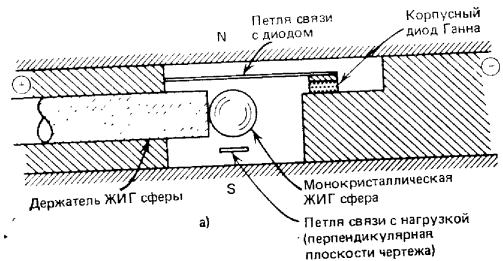


Рис. 14.11. Конструкция (а) и эквивалентная схема (б) полоскового генератора Ганна с настройкой ЖИГ сферой

14.7. Волноводный генератор Ганна

На рис. 14.36 показан диод Ганна в корпусном исполнении, установленный в середине широкой стенки волноводного полого резонатора с помощью цилиндрического металлического штыря. Частота колебаний этой системы определяется (14.13) и (14.14), которые удовлетворяются при резонансе полной проводимости прибора в корпусном исполнении с полной проводимостью подключенного к нему резонатора.

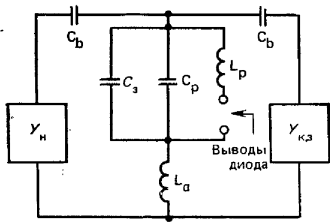


Рис. 14.12. Эквивалентная схема волноводного генератора с укрепленным на штыре корпусным диодом Ганна

Частоту этого генератора можно определить с помощью эквивалентной схемы (рис. 14.12), полученной путем раздельного рассмотрения каждой составляющей системы. Часть схемы, изображенная правее диода, представлена полной проводимостью $Y_{к.з}$ обычного короткозамкнутого отрезка линии передачи длиной L , волновой проводимостью Y_0 и постоянной распространения γ .

Резонансный цилиндрический штырь может быть представлен Т-образной эквивалентной схемой, состоящей из последовательных реактивных проводимостей (C_b) и параллельной реактивной проводимости, которая состоит из последовательно включенных индуктивности L_a и емкости зазора C_s . Последовательно включенные емкости определяются диаметром цилиндрического штыря, и в случае бесконечно тонкого штыря ими можно пренебречь. Индуктивность L_a определяет магнитную энергию, запасаемую в простом цилиндрическом штыре длиной в полную высоту волновода, в то время как емкость C_s определяет электрическую энергию, запасаемую в зазоре между концом штыря и стенкой волновода. Проводимость Y_n — проводимость нагрузки, пересчитанная в плоскость штыря. Сюда входят и параметры согласующей диафрагмы, необходимой для обеспечения оптимальной величины C_n в (14.14). Диод в корпусном исполнении представлен в виде $-G$, C , R_s , L_p и C_p , смысл которых определен на рис. 14.2. Вывод двух условий самовозбуждения этой системы предлагается читателю в качестве упражнения.

Упражнения

1. Диод Ганна обладает отрицательной проводимостью 0,002 См и емкостью 0,3 пФ. Определить параллельную индуктивность, при которой образуется резонансный контур на частоте 10 ГГц.
2. Определить усиление и полосу частот по уровню половинной мощности усилителя на диоде, описанном в упражнении 1.
3. Определить максимальную ширину полосы частот усилителя на диоде, описанном в упражнении 1.

4. Определить два условия самовозбуждения волноводного генератора (рис. 14.12), выразив их через действительную и мнимую части проводимости нагрузки Y_n при использовании бескорпусного диода ($C_p=L_p=0$) и бесконечно тонкого штыря ($C_b=0$).
5. Повторить расчет упражнения 4 для диода в корпусном исполнении.
6. Вывести уравнение (14.8).
7. Вывести уравнение длины L волноводного генератора рис. 14.12, считая $Y_{к.з}$ в (14.16) заданным и предполагая установку бескорпусного диода на бесконечно тонком штыре.
8. Диод обладает емкостью 0,3 пФ и отрицательной проводимостью 0,002 См. Определить коэффициент трансформации n и положение короткозамыкающего поршня коаксиального генератора (см. рис. 14.9) на частоте 10 ГГц, предположив $Y_0=0,02$ См, $C_1=0$ и $I_m(Y_n)=0$.
9. В генераторах с переносом электронов домены образуются в прикатодной области и перемещаются с постоянной скоростью по длине полупроводниковой пластины. На выводах прибора ток описывается плоской кривой, за исключением момента времени, когда домен гасится на аноде и на кривой тока прибора наблюдается острый всплеск. Типичная скорость движения домена имеет порядок скорости носителей, соответствующей впадине характеристики (см. рис. 14.6), и составляет приблизительно 10^7 см/с. Вычислить длину полупроводниковой пластины из арсенида галлия, мкм, предназначенной для изготовления диода Ганна, основная (пролетная) частота колебаний которого составит 10 ГГц.

Глава 15

ТРАНЗИСТОРНЫЕ УСИЛИТЕЛИ СВЧ

Дж. Хелзайн и В. Т. Нисбетт¹

Транзистор, представляющий собой трехэлектродный прибор, имеет один вывод, являющийся общим при построении входной и выходной цепей. В зависимости от того, какой из электродов является общим, биполярный транзистор считается включенным по схеме с общей базой, общим эмиттером или общим коллектором. Полевой транзистор может быть включен по схеме с общим стоком, общим истоком или общим затвором. Схемы включения транзисторов этих двух типов представлены на рис. 15.1. В настоящем разделе будет рассмотрен только полевой транзистор, поскольку на СВЧ его коэффициент шума значительно ниже, чем у биполярного. На рис. 15.2 показана конструкция полевого транзистора с барьером Шоттки (со структурой металл—полупроводник).

Транзистор на СВЧ наиболее полно описывается матрицей рассеяния четырехполюсника. При иных способах описания необходимы измерения режимов короткого замыкания и холостого хода, которые затруднены в этом диапазоне частот. Показано, что при расчете усилителей матрица рассеяния обеспечивает всю необходимую информацию. В табл. 15.1 и 15.2 приведены S-параметры транзистора при двух режимах смещения в диапазоне частот от 1 до 12 ГГц.

¹ Университет Херриота-Уатта. Эдинбург.

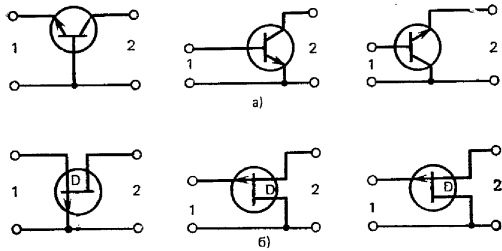


Рис. 15.1. Схемы трех способов включения биполярного (а) и полевого (б) транзисторов

При построении усилителей одним из важнейших является соображение об устойчивости режима его работы. Усилитель может быть либо условно, либо абсолютно устойчив. В качестве предисловия к расчету усилителей приводятся граничные условия для этих двух состояний. Показано, что комплексно-сопряженное согласование по входу и выходу абсолютно устойчивого транзистора соответствует максимальному усилению усилителя.

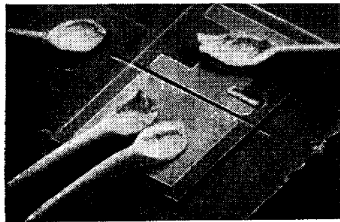


Рис. 15.2. Устройство полевого МОП транзистора (фирма Plessey)

При расчете усилителя принято одно важное допущение, позволяющее упростить дальнейшие расчеты и заключающееся в предположении однородностей проводимости транзистора, т. е. $S_{12}=0$. В самом деле на практике желательнее использование именно таких транзисторов, поскольку малый коэффициент обратной связи обеспечивает почти полную независимость входной характеристики усилителя от нагрузки, в то время как выходная характеристика почти полностью независима от состояния источника входных колебаний.

На рис. 15.3 показан типичный многокаскадный усилитель. Схема иллюстрирует три варианта построения усилителя. Малый коэффициент шума первого каскада важен, поскольку он определяет коэффициент шума усилителя в целом; во втором каскаде полевой транзистор работает в режиме максимального коэффициента усиления при условии слабого сигнала; наконец, последний каскад обеспечивает усиление мощности или малые перекрестные искажения. Приводимое здесь рассмотрение в основном посвящено расчету усилителя с максимальным коэффициентом усиления в режиме слабого сигнала.

Таблица 15.1 (по Р. Нидерту и Г. Уиллингу)

Частота, ГГц	$ S_{11} /\theta^\circ$	$ S_{21} /\theta^\circ$	$ S_{12} /\theta^\circ$	$ S_{22} /\theta^\circ$
1,0	0,970 / -46	3,232 / 144	0,030 / 61	0,784 / -16
2,0	0,886 / -85	2,618 / 113	0,045 / 35	0,728 / -31
3,0	0,874 / -113	2,379 / 90	0,057 / 18	0,709 / -38
4,0	0,821 / -155	1,988 / 59	0,069 / -3	0,681 / -51
5,0	0,821 / -177	1,567 / 36	0,064 / -22	0,615 / -77
6,0	0,815 / 172	1,383 / 18	0,064 / -28	0,694 / -88
7,0	0,812 / 133	1,348 / -8	0,075 / -44	0,750 / -92
8,0	0,845 / 111	1,049 / -27	0,063 / -70	0,544 / -121
9,0	0,894 / 113	0,899 / -53	0,055 / -81	0,694 / -154
10,0	0,734 / 106	0,752 / -67	0,059 / -92	0,784 / -162
11,0	0,810 / 59	0,850 / -91	0,062 / -113	0,594 / -169
12,0	0,851 / 45	0,653 / -127	0,058 / -139	0,707 / 146

Таблица 15.2 (по Р. Нидерту и Г. Уиллингу)

Частота, ГГц	$ S_{11} /\theta^\circ$	$ S_{21} /\theta^\circ$	$ S_{12} /\theta^\circ$	$ S_{22} /\theta^\circ$
1,0	0,968 / -42	3,423 / 145	0,029 / 62	0,715 / -17
2,0	0,916 / -84	3,004 / 112	0,048 / 34	0,662 / -38
3,0	0,858 / -114	2,389 / 85	0,055 / 9	0,627 / -57
4,0	0,845 / -133	1,954 / 64	0,060 / -10	0,631 / -70
5,0	0,786 / -153	1,721 / 47	0,057 / -34	0,649 / -74
6,0	0,770 / -177	1,647 / 28	0,046 / -51	0,662 / -76
7,0	0,835 / 151	1,402 / 6	0,055 / -51	0,627 / -91
8,0	0,792 / 130	1,396 / -19	0,073 / -69	0,465 / -122
9,0	0,774 / 113	1,217 / -46	0,079 / -87	0,501 / -155
10,0	0,722 / 96	0,961 / -73	0,085 / -105	0,673 / -173
11,0	0,652 / 82	0,673 / -86	0,074 / -118	0,746 / -178
12,0	0,635 / 77	0,560 / -91	0,064 / -119	0,739 / -177

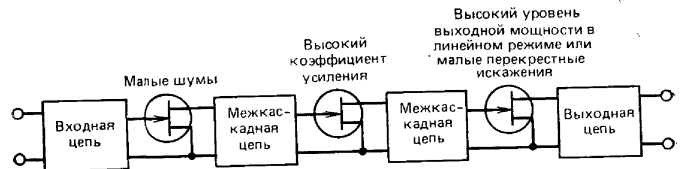


Рис. 15.3. Структурная схема типичного многокаскадного усилителя на полевых транзисторах

15.1. Устойчивость четырехполосной цепи

Первым соображением при проектировании усилителя является обеспечение режима, исключающего возможность самовозбуждения устройства. Усилитель может быть либо условно, либо абсолютно устойчив, если при любых пас-

сивных нагрузках его входное и выходное сопротивление положительны, что соответствует рассматриваемым значениям $|S'_{11}|$ и $|S'_{22}|$, меньшим единицы.

Возможно, однако, обеспечить условную устойчивость усилителя при $|S'_{11}|$ и $|S'_{22}|$, превышающих единицу, ограничением величин элементов согласующей цепи.

Зависимость между выходными и входными сигналами усилителя записывается как

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (15.1)$$

$$\text{где } a_2 = \Gamma_H b_2, \quad (15.2)$$

если цепь характеризуется коэффициентами отражения Γ_H .

Подстановка выражения (15.2) в (15.1) приводит к

$$\frac{b_1}{a_1} = S'_{11} = S_{11} + \frac{S_{12} S_{21} \Gamma_H}{1 - \Gamma_H S_{22}} \quad (15.3)$$

и аналогично на выходе

$$\frac{b_2}{a_2} = S'_{22} = S_{22} + \frac{S_{21} S_{12} \Gamma_H}{1 - \Gamma_H S_{11}}. \quad (15.4)$$

Эти выражения могут быть выведены непосредственно подстановкой $r_1=0$ в (1.112) и $r_2=0$ в (1.115) (см. гл. 1).

Граничные условия, накладываемые на (15.3) и (15.4) для обеспечения устойчивости, составят

$$|S'_{11}| < 1, \quad (15.5)$$

$$|S'_{22}| < 1. \quad (15.6)$$

Эти условия должны выполняться для любых значений Γ_H и Γ_G , которые подвержены только одному ограничению: они должны быть меньше единицы.

Уравнения (15.3) и (15.4) являются обычными билинейными преобразованиями в теории комплексных переменных. При каждом преобразовании такого типа окружность постоянного Γ_H или Γ_G трансформируется в окружность на плоскости S'_{11} или S'_{22} . Этот вывод весьма существен, поскольку теперь возможно определить области устойчивости на круговой диаграмме, построенной на Γ_H - или Γ_G -плоскости.

Предельные значения Γ_H и Γ_G для устойчивого режима можно определить, полагая

$$|S'_{11}| = 1, \quad (15.7)$$

$$|S'_{22}| = 1 \quad (15.8)$$

и подставляя эти значения в (15.3) и (15.4). Решения будут располагаться на окружностях, центр и радиус которых задаются как

$$r_{s2} = \frac{C_2^*}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2}, \quad \rho_{s2} = \frac{|S_{12} S_{21}|}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \quad (15.9), (15.10)$$

в плоскости Γ_H и

$$r_{s1} = \frac{C_1^*}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2}, \quad \rho_{s1} = \frac{S_{12} S_{21}}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2} \quad (15.11), (15.12)$$

в плоскости Γ_G . Здесь

$$C_1 = S_{11} - \Delta S_{22}^*, \quad (15.13)$$

$$C_2 = S_{22} - \Delta S_{11}^*, \quad (15.14)$$

$$\Delta = S_{11} S_{22} - S_{12} S_{21}. \quad (15.15)$$

Типичная окружность устойчивости, иллюстрирующая определение $r_{s1,2}$ и $\rho_{s1,2}$, показана на рис. 15.4.

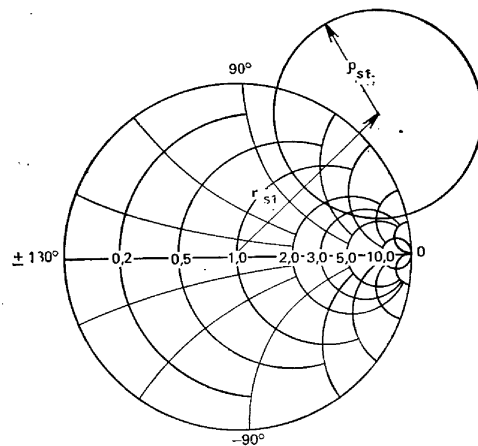


Рис. 15.4. Типичная окружность устойчивости на круговой диаграмме (Γ_H -плоскости), иллюстрирующая определения r_{s2} и ρ_{s2}

Окружность устойчивости определяет границу раздела между устойчивым и неустойчивым состояниями на круговой диаграмме. Это означает, что область устойчивости представляется либо площадью внутри окружности, либо площадью вне ее. Для определения, какая из этих площадей представляет условия устойчивого режима работы, необходимо выбрать подходящую контрольную точку и проверить ее на условия устойчивости в соответствии с (15.3) и (15.4) и общими условиями устойчивости (15.7) и (15.8). Лучше всего для этой цели подходит центр круговой диаграммы, т. е. точка $\Gamma_H=0$. В этой точке (15.3) упрощается до

$$S'_{11} = S_{11} \quad (15.16)$$

и в соответствии с условиями устойчивости

$$|S_{11}| < 1. \quad (15.17)$$

Если это условие удовлетворяется, то центр круговой диаграммы представляет область устойчивой работы. Два возможных случая выполнения этого условия показаны на рис. 15.5а и б. В первом случае центр диаграммы находится внутри окружности устойчивости и поэтому площадь внутри окружности характеризует область устойчивой работы. Во втором случае центр диаграммы расположен вне окружности устойчивости и площадь вне этой окружности отображает область устойчивой работы.

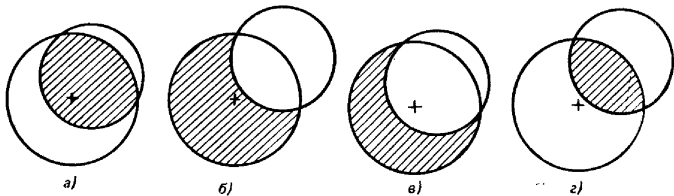


Рис. 15.5. Схематичное представление четырех различных областей устойчивости с устойчивым (а, б) и неустойчивым (в, г) состоянием в центре круговой диаграммы

Если условия устойчивости в центре круговой диаграммы при $\Gamma_n=0$ не удовлетворяются, то (15.17) преобразуется в $|S_{11}| > 1$ и центр диаграммы отображает точку неустойчивой работы. Два возможных случая при этом показаны на рис. 15.5в и г. На рис. 15.5в приведен случай, когда центр круговой диаграммы расположен внутри окружности устойчивости и площадь вне этой окружности представляет собой область устойчивой работы. Во втором случае центр круговой диаграммы находится вне окружности устойчивости и площадь внутри окружности изображает область устойчивой работы.

15.2. Абсолютная устойчивость

В настоящем параграфе будут выведены условия абсолютной устойчивости работы усилителя. Это положение можно иначе интерпретировать как такое, при котором область устойчивости занимает всю круговую диаграмму. Два возможных случая показаны на рис. 15.6а и б. Условие распространения области устойчивой работы на всю площадь круговой диаграммы может быть записано в виде

$$||r_{s2}| - \rho_{s2}| > 1. \quad (15.18)$$

Предельный случай для этого уравнения, соответствующий окружности, ограничивающей область неустойчивости, расположен-

ной вне круговой диаграммы (см. рис. 15.6а), может быть представлен как

$$r_{s2} \rightarrow 1, \quad (15.19)$$

$$\rho_{s2} \rightarrow 0, \quad (15.20)$$

и в пределе область неустойчивой работы поэтому стремится к точке на окружности круговой диаграммы.

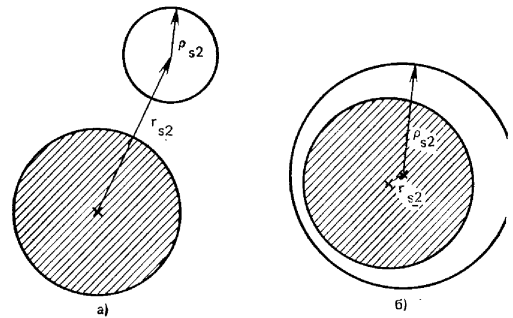


Рис. 15.6. Два типа окружностей устойчивости, обеспечивающих абсолютную устойчивость: с окружностью устойчивости, расположенной вне круговой диаграммы и ограниченной этой окружностью областью, представляющей неустойчивый режим (а), и с круговой диаграммой, расположенной внутри окружности и описывающей область устойчивого режима (б)

Предельный случай для (15.18), соответствующий окружности, ограничивающей область устойчивой работы, расположенной во круг круговой диаграммы (рис. 15.6б), может быть представлен как

$$r_{s2} \rightarrow 0, \quad (15.21)$$

$$\rho_{s2} \rightarrow 1. \quad (15.22)$$

В этом случае область неустойчивой работы отображается площадью, непосредственно примыкающей к периметру круговой диаграммы.

Подставляя в (15.18) и (15.19) значения r_{s2} и ρ_{s2} , описываемые (15.9) и (15.10), получим

$$\left| \frac{|C_2^*| - |S_{12} S_{21}|}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \right| > 1. \quad (15.23)$$

Меняя местами индексы 1 и 2, получим соответствующее условие для входа в виде

$$\left| \frac{|C_1^*| - |S_{21} S_{12}|}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2} \right| > 1. \quad (15.24)$$

Исключая C_2^* из (15.23), с помощью (15.14) получим условие устойчивости, описываемое (15.18), в виде

$$2|S_{12}S_{21}| < 1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\Delta|^2. \quad (15.25)$$

Обычно принято записывать это условие через коэффициент устойчивости K в виде

$$K > 1, \quad (15.26)$$

$$\text{где } K = \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{21}S_{12}|}. \quad (15.27)$$

Это выражение коэффициента устойчивости относится как к выходной, так и к входной цепям. Другая взаимосвязь параметров рассеяния, при которой обеспечивается устойчивая работа, может быть получена разложением (15.25) с последующей перегруппировкой до получения следующего выражения:

$$\left| S_{22} + \frac{S_{11}^* S_{12} S_{21}}{1 - |S_{11}|^2} \right| < 1 - \frac{|S_{12} S_{21}|}{1 - |S_{11}|^2}. \quad (15.28)$$

Это может быть справедливо только при

$$|S_{12}S_{21}| < 1 - |S_{11}|^2. \quad (15.29)$$

Перемена индексов местами даст соответствующее условие для входа

$$|S_{12}S_{21}| < 1 - |S_{22}|^2. \quad (15.30)$$

Уравнения (15.27), (15.29) и (15.30) описывают условия, которым должны удовлетворять параметры транзистора для обеспечения абсолютной устойчивости работы.

15.3. Определение коэффициента усиления по мощности

При построении усилителей мощности, предназначенных для работы в режиме слабого сигнала, удобно пользоваться определением коэффициента усиления по мощности устройства, нагруженного на произвольную нагрузку и питаемого от генератора с произвольным сопротивлением.

Усиление по мощности определяется как

$$G_{yc} = \frac{\text{мощность, поступающая в нагрузку}}{\text{мощность, поступающая на вход усилителя}} = |S'_{21}|^2,$$

где $|S'_{21}|$ задается уравнением (1.114) в виде

$$|S'_{21}|^2 = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_r|^2) (1 - |\Gamma_n|^2)}{|(1 - S_{11}\Gamma_r)(1 - S_{22}\Gamma_n) - S_{12}S_{21}\Gamma_r\Gamma_n|} \quad (15.31)$$

и r_1 и r_2 заменены на Γ_r и Γ_n в (1.112) — (1.115) в соответствии с

$$\Gamma_r = (Z_r - Z_0)/(Z_r + Z_0), \quad (15.32)$$

$$\Gamma_n = (Z_n - Z_0)/(Z_n + Z_0), \quad (15.33)$$

а параметры рассеяния имеют свой обычный смысл. Коэффициент усиления служит мерой того, насколько более эффективно тран-

зистор производит согласование данной нагрузки с данным источником колебаний, чем пассивные согласующие цепи.

Когда параметр рассеяния S_{12} достаточно мал, так что этим элементом можно пренебречь, устройство называется однонаправленным (вентильным), поскольку обратную связь в нем можно считать отсутствующей. Приравнивая $S_{12}=0$ в (15.31), получим коэффициент усиления по мощности вентильного усилителя в виде

$$G_v = |S_{21}|^2 \frac{1 - |\Gamma_r|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_r|^2} \frac{1 - |\Gamma_n|^2}{|1 - S_{22}\Gamma_n|^2}. \quad (15.34)$$

Первый член этого выражения описывает используемый транзистор и остается неизменным во время всего расчета. Остальные два члена, однако, связаны не только с параметрами рассеяния устройства S_{11} и S_{22} , но и с коэффициентами отражения от нагрузки и генератора. Эти два последних фактора могут быть использованы при выборе вариантов построения усилителя.

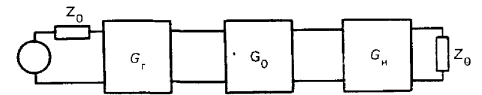
Коэффициент усиления по мощности вентильного усилителя можно представить в виде трех отдельных независимых составляющих:

$$G_v = G_r G_0 G_n, \quad (15.35)$$

$$\text{где } G_r = \frac{1 - |\Gamma_r|^2}{|1 - S_{11}\Gamma_r|^2}, \quad G_0 = S_{21}^2, \quad G_n = \frac{1 - |\Gamma_n|^2}{|1 - S_{22}\Gamma_n|^2}. \quad (15.36), (15.37), (15.38)$$

На рис. 15.7 представлена структурная схема усилителя, условно разбитого на три четырехполюсника: G_r , G_0 и G_n .

Рис. 15.7. Структурная схема вентильного усилителя с подразделением на три отдельных ступени усиления



Член G_r определяет степень согласования сопротивления источника колебаний и входного сопротивления четырехполюсника и может обеспечить коэффициент усиления больше единицы. Это справедливо, поскольку цепь согласования может улучшить согласование между полным сопротивлением генератора и полным входным сопротивлением четырехполюсника. Член G_0 связан с транзистором и условиями его смещения и равен просто $|S_{21}|^2$. Этот член соответствует характеристике усиления со спадом в 6 дБ/октаву. Третий член выражения описывает согласование на выходе устройства.

15.4. Комплексно-сопряженное согласование по входу и выходу

В случае абсолютной устойчивости работы транзистора он может оказаться также комплексно-сопряженно согласованным по входу и выходу, что обеспечивает максимальное усиление устройства по мощности.

Условно устойчивый транзистор, однако, требует использования цепей согласования, которые следует рассчитывать с учетом критерия устойчивости, рассмотренного выше. Значения Γ_r и Γ_n могут быть определены из рассмотрения областей устойчивой работы на круговой диаграмме.

В случае абсолютно устойчивого усилителя коэффициенты отражения от генератора и нагрузки, при которых будет обеспечено комплексно-сопряженное согласование, составят

$$\Gamma_r^* = S_{11} + \frac{S_{12} S_{21} \Gamma_n}{1 - \Gamma_n S_{22}}, \quad \Gamma_n^* = S_{22} + \frac{S_{12} S_{21} \Gamma_r}{1 - \Gamma_r S_{11}}. \quad (15.39), (15.40)$$

Решая эти уравнения относительно Γ_n и Γ_r , получим

$$\Gamma_r = C_1^* \frac{B_1 \pm \sqrt{B_1^2 - 4|C_1|^2}}{2|C_1|^2} \quad (15.41)$$

и

$$\Gamma_n = C_2^* \frac{B_2 \pm \sqrt{B_2^2 - 4|C_2|^2}}{2|C_2|^2}, \quad (15.42)$$

$$\text{где } B_1 = 1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |\Delta|^2, \quad (15.43)$$

$$B_2 = 1 + |S_{22}|^2 - |S_{11}|^2 - |\Delta|^2, \quad (15.44)$$

а Δ , C_1 и C_2 заданы (15.13)–(15.15).

В случаях, когда вычисленное значение B_1 или B_2 отрицательно, в (15.41) и (15.42) следует использовать знак «плюс» и, наоборот, при положительных B_1 и B_2 в этих уравнениях следует использовать знак «минус». Выбирая соответствующие корни, можно обеспечить значения коэффициентов отражения от нагрузки и генератора меньше единицы.

При комплексно-сопряженном согласовании по входу и выходу максимальное усиление согласно (15.31) приобретает значение

$$G_{в.макс} = \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| (K \pm \sqrt{K^2 - 1}), \quad (15.45)$$

где знак «минус» используется, если B положительно, и знак «плюс» — при отрицательных значениях B . Значение K определено (15.27).

Для вентильного усилителя (15.39)–(15.42) упрощаются до

$$\Gamma_r = S_{11}^*, \quad \Gamma_n = S_{22}^*. \quad (15.46), (15.47)$$

Согласно уравнению (15.34) максимальный коэффициент усиления вентильного усилителя составит

$$G_{в.макс} = \frac{1}{1 - |S_{11}|^2} |S_{21}|^2 \frac{1}{1 - |S_{22}|^2}, \quad (15.48)$$

т. е. (15.48) имеет тот же вид, что и (15.35). Поэтому

$$G_{в.макс} = G_{г.макс} G_0 G_{н.макс}, \quad (15.49)$$

где $G_{г.макс}$ и $G_{н.макс}$ — максимальные значения долей, вносимых це-

пями согласования входа и выхода в общий коэффициент усиления устройства.

В случае вентильного усилителя требования к устойчивости четырехполюсника упрощаются до требований к двухполюснику. При $|S_{11}|$ или $|S_{22}|$, меньших единицы, цепи двухполюсника без-условно устойчивы, в то время как при значениях $|S_{11}|$ или $|S_{22}|$, превышающих единицу, устойчивость работы должна быть обеспечена за счет положительной и действительной величины сопротивления цепи двухполюсника.

15.5. Окружности постоянного вентильного усиления

При условиях, отличных от идеального комплексно-сопряженного согласования, коэффициент усиления вентильного усилителя зависит от того, как изменяются G_n и G_r при изменении полных сопротивлений нагрузки и источника колебаний.

Рассмотрим выражение, описывающее G_r , т. е. (15.36). Было показано, что G_r максимально при комплексно-сопряженном согласовании по входу и выходу, т. е. при $\Gamma_r = S_{11}^*$. Очевидно также, что $G_r = 0$ при $\Gamma_r = 1$. Геометрическое место точек Γ_r имеет вид окружности для произвольного промежуточного постоянного значения G_r , находящегося между крайними значениями — нулем и $G_{г.макс}$.

Радиус и центр окружностей постоянного усиления могут быть определены из нормализованных коэффициентов усиления

$$g_r = \frac{G_r}{G_{г.макс}} = G_r (1 - |S_{11}|^2) \quad (15.50)$$

и

$$g_n = \frac{G_n}{G_{н.макс}} = G_n (1 - |S_{22}|^2), \quad (15.51)$$

где $G_{г.макс}$ и $G_{н.макс}$ определены (15.49).

Γ_n и S_{22} можно представить в виде

$$\Gamma_n = U + jV, \quad (15.52)$$

$$S_{22} = A + jB, \quad (15.53)$$

где U и jV обозначают оси круговой диаграммы. Подстановка (15.52) и (15.53) в (15.51) приводит к

$$\left[U - \frac{g_n A}{1 - |S_{22}|^2 (1 - g_n)} \right]^2 + \left[V + \frac{g_n B}{1 - |S_{22}|^2 (1 - g_n)} \right]^2 = \left[\frac{V(1 - g_n) (1 - |S_{22}|^2)}{1 - |S_{22}|^2 (1 - g_n)} \right]^2. \quad (15.54)$$

Это выражение описывает семейство окружностей при нормированном коэффициенте усиления в качестве параметра. Центр и радиус описываются как

$$r_{о.н} = \frac{g_n |S_{22}|^2}{1 - |S_{22}|^2 (1 - g_n)} \quad (15.55)$$

15.7. Пример расчета узкополосного усилителя

Рассмотрим в качестве примера простой усилитель, предназначенный для установки между источником колебаний и нагрузкой, сопротивления которых составляют 50 Ом, и обеспечения максимального усиления на частоте 750 МГц. Рассмотрим как вентиляльный, так и невентильный случаи для иллюстрации методики расчетов. Параметры рассеяния используемого транзистора примем следующими:

$$\begin{aligned} S_{11} &= 0,277 \angle -59,0^\circ, \\ S_{12} &= 0,078 \angle -93,0^\circ, \\ S_{21} &= 1,920 \angle 64,0^\circ, \\ S_{22} &= 0,848 \angle -31,0^\circ. \end{aligned} \quad (15.64)$$

15.8. Расчет невентильного усилителя

Коэффициенты рассеяния используются для вычисления следующих величин:

$$\begin{aligned} \Delta &= S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21} = 0,324 \angle -64,8^\circ, \\ C_1 &= S_{11} - \Delta S_{22}^* = 0,120 \angle -135,4^\circ, \\ C_2 &= S_{22} - \Delta S_{11}^* = 0,768 \angle -33,8^\circ, \\ B_1 &= 1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |\Delta|^2 = 0,253, \\ B_2 &= 1 + |S_{22}|^2 - |S_{11}|^2 - |\Delta|^2 = 1,537, \\ K &= \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{21}S_{12}|} = 1,033. \end{aligned}$$

Подставляя эти значения в (15.26), (15.29) и (15.30), находим, что транзистор абсолютно устойчив, и комплексно-сопряженное согласование может быть использовано для получения максимального коэффициента усиления устройства. B_1 и B_2 — положительные числа, и поэтому в (15.41), (15.42) и (15.45) следует оставить знак «минус», в результате чего будем иметь

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= C_1^* \frac{B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4|C_1|^2}}{2|C_1|^2} = 0,730 \angle 135,4^\circ, \\ \Gamma_2 &= C_2^* \frac{B_2 - \sqrt{B_2^2 - 4|C_2|^2}}{2|C_2|^2} = 0,951 \angle 33,8^\circ. \end{aligned}$$

Для получения таких коэффициентов отражения необходимы следующие полные сопротивления: $R_r = 9,1 + j19,9$ Ом; $R_n = 14,7 + j163,1$ Ом. Коэффициент усиления составит

$$G_{\text{ус. макс}} = \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| (K - \sqrt{K^2 - 1}) = 19,087, \text{ или } 12,807 \text{ дБ.}$$

15.9. Расчет вентиляльного усилителя

В этом разделе свойства транзистора предполагаются вентиляльными, т. е. $S_{12} \approx 0$. Условия устойчивости для этого случая $|S_{11}| < 1$, $|S_{22}| < 1$. Из приведенных в примере параметров рассеяния видно, что эти условия удовлетворяются. Для обеспечения максимального усиления может быть использовано комплексно-сопряженное согласование в соответствии с (15.46) и (15.47): $\Gamma_r = S_{11}^* = 0,277 \angle 59,0^\circ$, $\Gamma_n = S_{22}^* = 0,848 \angle 32,0^\circ$. Для обеспечения таких коэффициентов отражения необходимы следующие значения полных сопротивлений генератора и нагрузки: $R_r = 58 + j30,0$ Ом, $R_n = 52,5 + j155,0$ Ом. Коэффициент усиления окажется

$$G_{\text{в. макс}} = \frac{1}{1 - |S_{11}|^2} |S_{21}|^2 \frac{1}{1 - |S_{22}|^2} = 14,21, \text{ или } 11,53 \text{ дБ.}$$

Ошибка в значении коэффициента усиления, вызванная предположением чисто вентиляльных свойств транзистора, составляет 1,28 дБ. Она может также быть определена из односторонней добротности. Для обоих рассмотренных примеров возможно построение согласующих цепей, рассчитываемых обычным методом.

Упражнения

1. Определить коэффициент устойчивости K на каждой из частот, указанных в табл. 15.1 и 15.2.
2. Проверить, действительно ли максимальное вентиляльное усиление транзисторов, представленных табл. 15.1 и 15.2, составляет приблизительно 6 дБ/октаву.
3. Вычислить максимальные коэффициенты усиления для вентиляльного и невентильного усилителей на частотах 2 ГГц и 4 ГГц при использовании транзистора, представленного в табл. 15.1. Проверить соответствие разности усилений односторонней добротности.
4. Начертить окружности устойчивости на частоте 2 ГГц и 4 ГГц для транзисторов из табл. 15.1 и 15.2.
5. Показать построение балансного усилителя с помощью трехдецибелного гибридного сочленения и двух одинаковых транзисторных усилительных каскадов.
6. Повторить приведенный в тексте расчет узкополосного усилителя для случая невентильного усилителя с коэффициентом усиления 10 дБ.
7. Рассчитать усилитель на транзисторе, представленном табл. 15.2, на частоте 2 ГГц.
8. Рассчитать усилитель на полосу частот 8—12 ГГц с максимально-плоской характеристикой, используя параметры рассеяния, приведенные в табл. 15.1.
9. Вычислить ошибку по (15.62), предполагая, что полевой транзистор с параметрами рассеяния, приведенными в табл. 15.2, является чисто вентиляльным прибором.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К ГЛАВЕ 1

1. K. Kurokawa, *IEEE Trans. (on MTT)*, March 1965, p. 194.

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. C. G. Montgomery, R. H. Dicke, and E. M. Purcell, *Principles of Microwave Circuits*, McGraw-Hill, New York, 1948.
2. J. A. Altman, *Microwave Circuits*, Van Nostrand, New York, 1964.
3. H. J. Carlin and A. V. Giordano, *Network Theory, an Introduction to Reciprocal and Nonreciprocal Circuits*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1964.
4. Special Issue on Scattering Matrices, *Trans. IRE, GT-3* (June 1956).

К ГЛАВЕ 2

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. C. G. Montgomery, R. J. Dicke, and E. M. Purcell, *Principles of Microwave Circuits*, McGraw Hill, New York, 1948.
2. Special Issue on Scattering Matrices, *Trans. IRE, GT-3* (June 1956).

К ГЛАВЕ 3

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. J. Paterson, A double slot hybrid junction. *L'Onde Electrique*, Special Supplement, Proceedings of the International Congress on Ultra High Frequency Circuits and Antennas, October 21-26, 1957.
2. R. Levy, Directional couplers, *Advance in Microwaves*, Vol. 1, L. Young, Ed., Academic Press, New York, 1966.
3. H. J. Riblet, *Proc. IRE*, **40** (1952), p. 180.

К ГЛАВЕ 4

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. S.B. Cohn, Optimum design of stepped transmission line transformers, *IRE Trans. (on MTT)*, April 1955, pp. 16-21.
2. J.L. Altman, *Microwave Circuits*, Van Nostrand, New York, 1964.

К ГЛАВЕ 6

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, New York, 1961.

К ГЛАВЕ 7

1. S. Darlington, Synthesis of Reactance Four Poles which Produce Prescribed Insertion Loss Characteristics, Including Special Applications to Filter Design, *J. Math. Phys.*, **18**, (1939), p. 257.

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. W. W. Mumford, Maximally Flat Filters in Waveguide, *BSTJ*, **27**, (1948), p. 684.
2. J. O. Scanlon and R. Levy, *Circuit Theory*, Vol. 2, Oliver and Boyd, Edinburgh, 1973.

К ГЛАВЕ 8

- § Lax and K. J. Button, *Microwave Ferrites and Magnetics*, McGraw-Hill, New York, 1962.

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

- R. F. Soohoo, *Theory and Application of Ferrites*, Prentice-Hall, New Jersey, 1960.
 J. Helszajn, *Principles of Microwave Ferrite Engineering*, Wiley, New York, 1969.
 J. Helszajn, *Nonreciprocal Junctions and Circulators*, Wiley, New York, 1975.
 P. J. Clarricoats, *Microwave Ferrites*, Chapman and Hall, London, 1961.
 R. A. Waldron, *Ferrites—An Introduction for Microwave Engineers*, The Marconi Series, Van Nostrand, New York, 1967.
 A. G. Fox, S. E. Miller, and M. T. Weiss, Behaviour and applications of ferrites in the microwave region, *Bell Syst. Tech. J.*, **34** (1955), pp. 5-103
 C. L. Hogan, The ferromagnetic Faraday effect at microwave frequencies and its applications—the microwave gyrator, *Bell Syst. Tech. J.*, **31**, 1952, pp. 22-26.

К ГЛАВЕ 9

- Tellegen "The Microwave Gyrator," *Bell Syst. Tech. J.* (1952).

- P. S. Carter, Jr., Magnetically-tunable microwave filters using single-crystal yttrium-iron-garnet resonators, *IRE Trans. Microwave Theory Tech.*, **9** (May 1961), pp. 252-260.

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

- R. W. DeGrasse, Low-loss gyromagnetic coupling through single crystal garnets, *J. Appl. Phys.*, **30S** (April 1959), pp. 155S-156S.
 P. S. Carter, Equivalent circuit of orthogonal-loop-coupled magnetic resonance filters and bandwidth narrowing due to coupling inductance, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **18** (Feb. 1970), pp. 100-105.
 Y. Konishi and Y. Utsumi, Ferrite tuner with polycrystalline Ca V garnet, *IEEE Trans. Magn.* (1972 INTERMAG Conf.), (Sept. 1972), pp. 547-549.
 H. Vex, Theorie des Magnetisch Abstimmbaren Bandpass-filters. *Nachrichtentech. Z.*, (Sept. 1972), pp. 25-29, and pp. 390-394.
 H. Skeic, Nonreciprocal coupling with single-crystal ferrites, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **12**, (Nov. 1964), pp. 587-594.
 M. Igarashi and Y. Naito, Properties of a four-port non-reciprocal circuit utilizing YIG on stripline—Filter and circulator, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **20**, (Dec. 1972), pp. 828-833.
 M. Igarashi and Y. Naito, Theoretical Analysis of Magnetic Resonance Nonreciprocal Circuits—Limitations of 3-dB Bandwidth and Available Range, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **22**, 9 (Sept. 1974).
 J. Helszajn, *Nonreciprocal Microwave Junctions and Circulators*, Wiley, New York, 1975.
 R. L. Comstock, Synthesis of filter-limiters using ferrimagnetic resonators, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, (Nov. 1964).

К ГЛАВЕ 10

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

- H. Fowler, presented at the 1950 Symposium on Microwave Properties and Applications of Ferrites, Harvard University, Cambridge, Mass.

2. H. N. Chait and T. R. Curry, Y—Circulator, *J. Appl. Phys.*, **30** (1959), p. 152.
3. F. M. Aitken and R. McLean, Some properties of the waveguide Y circulator, *Proc. IEEE*, **110** (2) (1963), pp. 256–260.
4. B. A. Auld, The synthesis of symmetrical waveguide circulators, *IRE Trans. Microwave Theory Tech.*, **7** (1959), pp. 238–246.
5. C. E. Fay and R. L. Comstock, Operation of the ferrite junction circulator, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **13**, (1965), p. 15.
6. J. Helszajn, *Nonreciprocal microwave junctions and circulators*, Wiley, New York, 1976.

К ГЛАВЕ 11

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. P. Penfield and R. P. Rafuse, *Varactor Applications*, MIT Press, Cambridge, Mass., 196
2. A. Uhlir, Jr., The potential of semiconductor diodes in high frequency communication, *Proc. IRE* (June 1958).
3. R. L. Camisa, B. F. Hitch, S. Yuam, and M. Ettenberg, Microwave integrated circuit M.I.S. varactor phase shifter, *RCA Review*, **36**, 2 (June 1975).
4. B. F. Nicholson, A Q band high level varactor upconverter, *Marconi Rev.* **38**, 196 (197
5. D. G. Vice, parametric amplifier noise. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* (Mar 1965).

К ГЛАВЕ 12

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. J. White, Review of semiconductor microwave phase-shifters, *Proc. IEEE*, **56**, 11 (N 1968), pp. 1924–1931.
2. J. K. Hunton and A. G. Ryals, Microwave variable attenuators and modulators using *p-i-n* diodes, *Trans. IRE Microwave Theory Tech.* **10** (July 1962), p. 262.
3. L. J. J. Hinton and D. F. Burry, *p-i-n* diode modulators for the K and Q frequency bands, Proc. of the Joint Symposium on Microwave Applications of Semiconductors, University College London, July 1965.
4. P. Chorney, Multi-octave, multi-throw, PIN-diode switches, *Microwave J.* (Sept. 1974
5. R. M. Ryder, N. J. Brown, and R. G. Forest, Microwave diode control devices, *Microwave J.* (Feb., Mar. 1968), pp. 57–64, 115–122.
6. J. F. White and K. E. Mortenson, Diode SPDT switching at high power with oct microwave bandwidth, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **16** (Jan. 1968), pp. 30.
7. R. Tenenholz, Broadband MIC multithrow PIN-diode switches, *Microwave J.* **16** (1973), pp. 25–30.
8. R. V. Garver, Theory of TEM diode switching, *IRE Trans. Microwave Theory Tech.* (May 1961), pp. 224–238.
9. Selection and use of microwave diode switches and limiters, Hewlett Packard Application Note 932.

К ГЛАВЕ 13

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. H. P. Torrey and C. A. Whitmer, *Crystal Rectifiers*, M.I.T. Radiation Lab. Ser., No. McGraw Hill, 1948.
2. G. C. Southworth, *Principles and Applications of Waveguide Transmission*, Chap. 12, Nostrand, New York, 1950.

3. G. C. Messenger and C. T. McCoy, A Low Noise Figure Microwave Crystal Diode, I.R.E. Convention Record, Part 8, 1955, pp. 38–73.
4. T. H. Oxley and J. G. Summers, Metal-Gallium Arsenide Diodes as Mixers, Inst. Phys. Soc. Conf. Ser. No. 3. Gallium Arsenide, 1966.
5. T. H. Oxley and F. Hilsen, The performance of backward diodes as mixers and detectors at microwave frequencies, *J. I.E.R.E. (Radio and Electronic Engineer)*, **31**, 3 (March 1966) pp. 181–191.

К ГЛАВЕ 14

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. Wei-Ching Tsai, F. J. Rosenbaum and L. A. MacKenzie, Circuit analysis of waveguide cavity Gunn-effect oscillator, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **18**, 11, (Nov. 1970) pp. 808.
2. C. P. Jethwa and R. L. Gunshor, An analytical equivalent circuit representation for waveguide mounted Gunn oscillators, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **20** (Sept. 1972) pp. 565–572.
3. M. Dean and M. J. Howes, J-Band transferred electron oscillators, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **21** (March 1973) pp. 121–127.
4. B. C. Taylor, Microwave semiconductor generation devices, *Electronic Components*, Sept. 1969.
5. A. O. Scanlon and J. G. Lim, A design theory for optimum broadband reflection amplifiers, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **12** (Sept. 1964) pp. 504–511.
6. P. J. Bulman, G. S. Hobson, and B. C. Taylor, *Transferred Electron Devices*, Academic Press, London, 1972.
7. D. V. Morgan and M. J. Howes, *Solid State Electronic Devices*, The Wykeham Science Series, London, 1972.

К ГЛАВЕ 15

ЛИТЕРАТУРА, РЕКОМЕНДУЕМАЯ ДЛЯ ДАЛЬНЕЙШЕГО ЧТЕНИЯ

1. W. Froeher, Quick amplifier design with scattering parameters, *Electronics*, **40** (Oct. 1967), pp. 100–109.
2. F. Weinert, Scattering parameters speed design of high frequency transistor circuits, *Electronics*, **39** (1966), pp. 78–88.
3. G. E. Bodway, Circuit design and characterizations of transistors by means of three port scattering parameters, *Microwave J.*, **11**, 5 (May 1968).
4. G. E. Bodway, Two port power flow analysis using generalised scattering parameters, *Microwave J.*, **10**, 6 (May 1967).
5. R. W. Anderson, S-Parameter techniques for faster more accurate network design, *Hewlett-Packard J.*, **18**, 6 (Feb. 1967).
6. S-Parameter Design, Hewlett-Packard Application Note 154, April 1972.
8. K. Kurokawa, *Principles of Microwave Circuits*, Academic Press, New York, 1969.
9. P. J. Owens and D. Woods, Re-appraisal of the unconditional stability criteria for active 2-port networks in terms of S-parameters, *Electronic Lett.*, **6**, 10 (May 1970).
10. R.E. Niedert and H.A. Willing, Wideband Gallium Arsenide Power MESFET Amplifiers, *IEEE Trans. on MTT*, **24**, No. 6, (June 1976).

О г л а в л е н и е

	Стр.
Предисловие к русскому переводу	5
Предисловие	6
Глава 1. Матрица рассеяния	8
Глава 2. Матрицы сопротивлений и проводимостей	22
Глава 3. Направленные ответвители	32
Глава 4. Преобразователи сопротивлений и видов колебаний	47
Глава 5. Четырехполюсные цепи фазовращателей и аттенюаторов	59
Глава 6. Полые резонаторы	67
Глава 7. Фильтры СВЧ	81
Глава 8. Невзаимные ферритовые устройства	92
Глава 9. ЖИГ фильтры	110
Глава 10. У-циркулятор	122
Глава 11. Цепи с диодами переменной емкости	133
Глава 12. Устройства СВЧ на <i>p-i-n</i> -диодах	143
Глава 13. Смесители СВЧ	157
Глава 14. Генераторы и усилители на приборах с переносом электронов	169
Глава 15. Транзисторные усилители СВЧ	181
Список литературы	196