

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

---

Санкт-Петербургский государственный  
электротехнический университет «ЛЭТИ»

---

Ю. Е. ЛАВРЕНКО С. В. ГРАЧЕВ

## **УСТРОЙСТВА СВЧ**

Конспект лекций

Санкт-Петербург  
Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»  
2014

УДК 621.38  
ББК 32.844-02  
Л13

**Лавренко Ю. Е., Грачев С. В.**

Л13 Устройства СВЧ: конспект лекций. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ»,  
2014. 92 с.

ISBN 978-5-7629-1601-1

Излагаются основы теории функционирования и проектирования устройств СВЧ. Рассматриваются СВЧ-многополюсники, фильтры, усилители и генераторы СВЧ-колебаний, нелинейные пассивные устройства СВЧ, невзаимные устройства на основе ферритов. Дается представление о компьютерном моделировании устройств СВЧ.

Предназначен для бакалавров по направлениям «Радиотехника» и «Инфокоммуникационные технологии и системы связи» и специалистов по специальности «Радиоэлектронные системы и комплексы».

УДК 621.38  
ББК 32.844-02

Рецензенты: кафедра электроники и оптической связи СПбГУАП;  
канд. техн. наук, доц. В. В. Смирнов (БГТУ «Военмех»).

Утверждено  
редакционно-издательским советом университета  
в качестве учебного пособия

ISBN 978-5-7629-1601-1

© СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2014

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Матрицы рассеяния элементов цепей СВЧ .....	5
2. Мостовые устройства СВЧ .....	8
2.1. Синфазный делитель мощности (мост Уилкинсона).....	8
2.2. Квадратурный (шлейфный) мост.....	10
2.3. Синфазно-противофазный (кольцевой) мост .....	12
3. Линии передачи, используемые в устройствах СВЧ .....	14
3.1. Применение коаксиальных линий в СВЧ-устройствах различных частотных диапазонов.....	15
3.2. Симметричная полосковая ЛП.....	15
3.3. Несимметричная полосковая (микророскосковая) линия .....	16
3.4. Копланарная линия (копланарный волновод) .....	17
3.5. Связанные линии передачи .....	17
4. Направленный ответвитель на основе связанных ЛП .....	18
5. Мостовые устройства на основе сосредоточенных реактивных элементов.....	21
6. Резонаторы СВЧ .....	23
6.1. Поле коаксиального резонатора.....	23
6.2. Поле прямоугольного резонатора.....	24
6.3. Возбуждение резонаторов .....	25
6.4. Эквивалентные параметры отрезков ЛП, используемых в качестве резонаторов .....	28
7. Фильтры СВЧ.....	29
8. Параметрические устройства СВЧ .....	36
8.1. Теоретические сведения .....	37
8.1.1. Идеальный ключевой преобразователь частоты .....	37
8.1.2. Диодные преобразователи частоты.....	38
8.2. Диодные СВЧ-преобразователи частоты.....	40
8.3. Коммутаторы на основе $p-i-n$ -диодов .....	42
8.4. Применение диодных ключей.....	45
9. Атенюаторы СВЧ.....	47
10. Невзаимные устройства СВЧ .....	49
10.1. Феррит в постоянном магнитном поле .....	50
10.2. Намагниченный феррит в переменном электромагнитном поле .....	51

10.3. Распространение электромагнитной волны в неограниченной ферритовой среде .....	53
10.3.1. Уравнения Максвелла для анизотропного магнетика .....	53
10.3.2. Продольное намагничивание .....	54
10.3.3. Поперечное намагничивание .....	55
10.3.4. Эффект Фарадея .....	56
10.4. Ферритовые устройства на основе круглого волновода .....	58
10.5. Ферритовые устройства на основе прямоугольного волновода.....	59
10.6. Ферритовые устройства на основе линий передачи с Т-волнами.....	63
10.7. Ферритовые резонаторы .....	63
11. СВЧ-автогенераторы .....	65
11.1. Теоретические сведения .....	65
11.1.1. Линейная теория автогенератора.....	65
11.1.2. Использование отрезков линий передачи в качестве индуктивностей в ГУН .....	70
11.1.3. Фазовые шумы АГ.....	73
11.2. Конструкции автогенераторов СВЧ .....	74
11.3. Мощные автогенераторы СВЧ.....	77
12. Усилители СВЧ.....	78
12.1. Линейные усилители СВЧ.....	78
12.2. Усилители мощности СВЧ .....	80
12.3. Простейшие согласующие цепи .....	82
12.4. Расчет стационарного режима автогенератора .....	84
12.5. Лампа бегущей волны.....	85
13. Нелинейные пассивные устройства СВЧ.....	86
14. Программные средства для компьютерного моделирования устройств СВЧ .....	89
Список литературы .....	91

Материал настоящего учебного пособия представляет собой вторую часть курса лекций по дисциплине «Техническая электродинамика», читаемого студентам факультета радиотехники и телекоммуникаций СПбГЭТУ «ЛЭТИ». В конспекте лекций изложены основы теории функционирования и проектирования устройств СВЧ. Рассматривается широкий спектр СВЧ-многополосников: фильтры, усилители и генераторы СВЧ-колебаний, нелинейные пассивные устройства СВЧ, невзаимные устройства на основе ферритов. При изучении курса используются знания, полученные студентами в курсе «Электромагнитные поля и волны».

На начальном этапе развития техники СВЧ (1930-е – 70-е гг.) размеры устройств были сравнимы с длиной волны и для их расчета использовался аппарат теории электромагнитного поля (ТЭМП). В настоящее время благодаря прогрессу технологии полупроводниковых приборов и интегральных схем размеры элементов устройств СВЧ стали гораздо меньше длины волны колебания, которое в них распространяется, и вполне адекватным является использование аппарата теории электрических цепей (ТЭЦ). Однако в отличие от ТЭЦ в СВЧ-устройствах сохраняется необходимость учитывать запаздывание сигнала при распространении его от элемента к элементу цепи, поэтому наиболее адекватным методом анализа устройств СВЧ является теория цепей СВЧ (ТЦСВЧ), основанная на использовании матриц рассеяния (МР) и волновых матриц передачи (ВМП).

## 1. МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЦЕПЕЙ СВЧ

Любой элемент цепи подсоединяется к ней с помощью двух контактов, которые называются *портом*. В ТЭЦ элемент только с одним портом называется двухполосником, с двумя – четырехполосником, и т. д.: число полюсов всегда в два раза больше числа портов. МР определяет связи между портами и коэффициенты отражения от них. МР элемента с  $n$  портами имеет вид

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & \cdots & S_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{n1} & \cdots & S_{nn} \end{pmatrix}. \text{ Здесь диагональные элементы с одинаковыми цифровыми индексами есть коэффициенты отражения от соответствующих портов, остальные элементы – коэффициенты передачи от одного порта к другому (первая цифра индекса определяет номер порта, куда поступает сигнал, вторая – номер порта, откуда исходит сигнал). МР симметрична (число строк и}$$

столбцов одинаково). МР симметрична (число строк и столбцов одинаково).

столбцов одинаковы), коэффициенты – в общем случае комплексные числа. С помощью МР можно записать уравнения, связывающие волны, выходящие из определенного порта, с волнами, входящими во все порты. Значения элементов МР зависят от волнового сопротивления ( $Z_0$ ) линий передачи (ЛП), соединяющих порты с другими узлами устройства. Как правило, элементы МР нормируют к  $Z_0 = 50$  Ом (для другого значения их надо пересчитать). Число элементов МР равно квадрату числа портов. Если устройство линейно, то его МР не зависит от уровня сигнала, поступающего на его вход. Для нелинейных устройств значения элементов МР зависят от уровня этого сигнала.

Запишем уравнения нормированных волн для двухпортового устройства (четырёхполюсника):  $b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2$ ;  $b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2$ . Здесь  $b_1, b_2$  – волны, выходящие из первого и второго портов;  $a_1, a_2$  – волны, входящие в первый и второй порты. Если выходной (второй) порт нагружен на согласованную нагрузку  $Z_H = Z_0$ , то волна  $a_2 = 0$  и  $b_1 = S_{11}a_1$ ,  $b_2 = S_{21}a_1$ . Нагрузим теперь второй порт на произвольную нагрузку и определим входное сопротивление четырехполюсника. Коэффициент отражения от нагрузки

$\rho_H = \frac{Z_H - Z_0}{Z_H + Z_0}$ , тогда  $a_2 = \rho_H b_2$  и второе уравнение примет вид

$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}\rho_H b_2$ , откуда  $b_2 = \frac{S_{21}a_1}{1 - S_{22}\rho_H}$  и  $a_2 = \frac{\rho_H S_{21}a_1}{1 - \rho_H S_{22}}$ . Теперь первое

уравнение будет  $b_1 = S_{11}a_1 + \frac{S_{12}S_{21}a_1\rho_H}{1 - S_{22}\rho_H} = a_1 \left( S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\rho_H}{1 - S_{22}\rho_H} \right)$ , откуда следует

выражение для коэффициента отражения на входе

$$\rho_{ВХ} = \frac{b_1}{a_1} = \left( S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\rho_H}{1 - S_{22}\rho_H} \right).$$

Входное сопротивление будет равно  $Z_{ВХ} = Z_0 \frac{1 + \rho_{ВХ}}{1 - \rho_{ВХ}}$ , откуда получаем

$Z_{ВХ} = \frac{1 + S_{11} + \rho_H(S_{12}S_{21} - S_{11}S_{22} - S_{22})}{1 - S_{11} - \rho_H(S_{12}S_{21} + S_{22} - S_{11}S_{22})}$ . Отсюда также следует, что если

$\rho_H = 0$  (согласованная нагрузка), то входное сопротивление будет определяться только  $S_{11}$ .

Коэффициенты МР могут быть определены экспериментально: измерением комплексных коэффициентов отражения и передачи при согласованных

нагрузках на остальных портах (так определяют элементы МР транзистора), или аналитически: электродинамическим анализом многополюсника. Существенную помощь при расчете оказывает использование свойств симметрии конструкции узла и свойство унитарности МР устройства без потерь. Можно показать, что если устройство не имеет потерь, то выполняется условие  $\mathbf{S} \cdot \tilde{\mathbf{S}} = \mathbf{E}$ . Здесь  $\mathbf{S}$  – исходная МР устройства;  $\tilde{\mathbf{S}}$  – эрмитово-сопряженная матрица (ЭСМ), у которой строки становятся столбцами, столбцы – строками, а все элементы МР комплексно сопряжены с исходными;  $\mathbf{E}$  – единичная матрица (все диагональные элементы равны единице, остальные равны нулю). В результате перемножения матриц получается система уравнений, из которых можно определить значения элементов. Так как устройство не имеет потерь, то оно взаимно:  $S_{nm} = S_{mn}$ .

Рассмотрим в качестве примера простейшую задачу: определение элементов МР отрезка ЛП. Устройство симметрично, плоскость симметрии проходит перпендикулярно оси ЛП. Тогда  $S_{11} = S_{22} = \alpha$ ;  $S_{12} = S_{21} = \beta$ . Нагрузим ЛП на согласованную нагрузку, тогда  $\alpha = 0$ ;  $\beta = e^{-jkl}$ , где  $l$  – длина отрезка,  $k$  – постоянная распространения. Исходная матрица равна  $\mathbf{S} = e^{-jkl} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ . Матричное уравнение имеет вид

$$e^{-jkl} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} e^{jkl} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Очевидно, что уравнение удовлетворяется. Рассмотрим более сложную структуру в виде Y-сочленения. Так как структура имеет три порта, МР должна состоять из 9 элементов. Отрезки ЛП, отходящие от области сочленения, расположены под углом  $120^\circ$  по отношению друг к другу; сочленение имеет три плоскости симметрии, расположенные под теми же углами. Тогда можно выделить две группы элементов:  $S_{11} = S_{22} = S_{33} = \alpha$ ,  $S_{12} = S_{23} =$

$$= S_{31} = S_{21} = S_{32} = S_{13} = \beta. \text{ Исходная МР будет иметь вид } \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \alpha & \beta & \beta \\ \beta & \alpha & \beta \\ \beta & \beta & \alpha \end{pmatrix}. \text{ МР}$$

описывает только область сочленения, остальная часть структуры – отрезки ЛП, МР которых уже была определена. Размеры этой области малы по сравнению с длиной волны (за исключением волноводных тройников), поэтому значения элементов МР будут содержать небольшую мнимую часть.

Структура ЭСМ будет такой же, только с комплексно-сопряженными элементами. Тогда после перемножения обеих матриц получаем уравнения (1, 1), (2, 2), (3, 3):  $|\alpha|^2 + 2|\beta|^2 = 1$ ; (1, 2), (3, 1), (2, 3), (1, 3), (2, 1), (3, 2):  $\alpha\beta^* + \alpha^*\beta + |\beta|^2 = 0$  (в скобках первая цифра – номер строки, вторая – номер столбца, перемножаемые друг на друга). Полагая коэффициенты вещественными, из однородных уравнений получаем  $2\alpha = -\beta$ . Так как плечи нагружены на сопротивления, меньшие, чем волновое, то  $\alpha$  отрицателен, и в результате получаем уравнение  $|\alpha|^2 + 4|\alpha|^2 + 4|\alpha|^2 = 1$ , которое дает значение  $\alpha = -1/3$ ; тогда  $\beta = 2/3$ . Подсчитаем баланс мощностей: если на плечо подастся сигнал, то  $1/9$  его мощности отражается, а по  $4/9$  мощностей уходит в противоположные плечи (отраженная мощность пропорциональна  $|\alpha|^2$ , прошедшая –  $|\beta|^2$ ).

## 2. МОСТОВЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

При реализации устройства часто бывает необходимо получить из одного сигнала несколько. Эти сигналы могут иметь разные значения амплитуды и фазы. В технике СВЧ проблема разделения сигналов решается с помощью различных мостовых устройств (МУ). Рассмотрим наиболее употребляемые МУ.

### 2.1. Синфазный делитель мощности (мост Уилкинсона)

Мост Уилкинсона представляет собой шестиполусник (т. е. устройство с тремя портами, каждый из которых может рассматриваться как двухполюсник). Входной порт соединен отрезками линий передачи с двумя выходными портами. Сумма мощностей, выходящих из выходных портов, должна равняться разности мощностей – входящей во входной порт и отраженной от него. Структура устройства изображена на рис. 2.1.

Отрезок линии  $TL_2$  соединяет входной порт с первым выходным портом, отрезок  $TL_3$  – со вторым выходным портом. Пусть входной порт имеет номер 1, первый выходной – номер 2, второй выходной – номер 3.

Тогда матрица рассеяния будет иметь вид  $\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix}$ .

Осью симметрии является горизонталь, проходящая через  $TL_1$ ; устройство взаимно, и поэтому должны выполняться равенства:  $S_{22} = S_{33} = \alpha$ ,  $S_{12} = S_{21} = S_{13} = S_{31} = \beta$ ,  $S_{23} = S_{32} = \chi$ . Потребуем, чтобы порт 1 был согласован ( $S_{11} = 0$ ). Тогда МР примет вид  $\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & \beta & \beta \\ \beta & \alpha & \chi \\ \beta & \chi & \alpha \end{pmatrix}$ . Считаем, что нагрузки

портов одинаковы и равны  $Z_0$ . Для этого отрезки линий передач  $TL_2$  и  $TL_3$  должны трансформировать сопротивление портов  $Z_0$  в  $2Z_0$ , чтобы суммарное сопротивление на входе первого порта было бы равно  $Z_0$ . Следовательно, отрезки должны иметь длину  $\lambda/4$  и волновое сопротивление  $Z_{01}$ , удовлетворяющее условию  $2Z_0 = Z_{01}^2/Z_0$ , откуда  $Z_{01} = Z_0\sqrt{2}$ . Очевидно, что при этом порт 1 будет согласован, а мощности в портах 2 и 3 будут равны половине мощности, входящей в порт 1. Учитывая фазовые сдвиги, которые определяются длиной отрезков  $TL_2$  и  $TL_3$  ( $90^\circ$ ),  $\beta = e^{-j\pi/2}|\beta| = -j|\beta|$ ,  $\chi = e^{-j\pi}|\chi| = -|\chi|$ , матрица

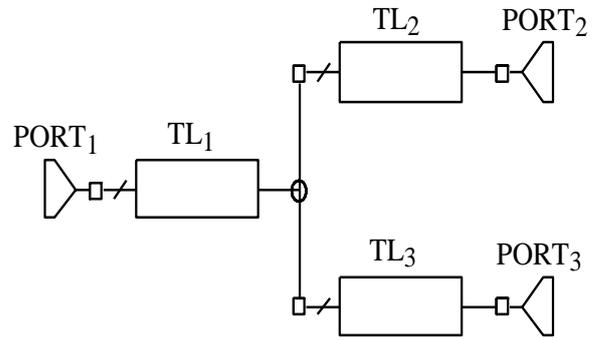


Рис. 2.1

рассеяния будет иметь вид  $\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & -j|\beta| & -j|\beta| \\ -j|\beta| & \alpha & -|\chi| \\ -j|\beta| & -|\chi| & \alpha \end{pmatrix}$ . Используя условие уни-

тарности, получаем уравнения:  $2|\beta|^2 = 1$ ,  $|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\chi|^2 = 1$ ,  $|\beta|^2 + \alpha\chi^* + \alpha^*\chi = 0$ ,  $\beta\alpha^* + \beta^*\alpha = 0$ . Решая уравнения, получаем МР моста

$\mathbf{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -j & -j \\ -j & 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} \\ -j & -1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{pmatrix}$ . Очевидно, что плечи 2 и 3 не согласованы, од-

нако можно показать, что при подаче на них одинаковых по уровню и синфазных сигналов вся мощность поступает в плечо 1. При отклонении частоты от номинальной (при которой длины отрезков равны  $\lambda/4$ ) коэффициенты

матрицы будут изменяться, так как при трансформации  $Z_0$  из портов 2 и 3 в порт 1 суммарное сопротивление на его входе уже не будет равно  $Z_0$ . Для улучшения согласования входного порта 1 при отклонении нагрузок в портах 2 и 3 от значения  $Z_0$  и компенсации неравенства сигналов на этих портах между портами 2 и 3 включается балластное сопротивление  $2Z_0$ . Можно реализовать МУ Уилкинсона с неравным делением мощностей. При этом отрезки  $TL_2$  и  $TL_3$  будут иметь различные волновые сопротивления, и структура перестанет быть симметричной.

Пусть  $P_1$  – мощность, поступающая в порт 1;  $P_2$  – мощность, уходящая во второй порт;  $P_3$  – мощность, уходящая в третий порт. Тогда справедливо

равенство  $P_1 = P_2 + P_3$ . Потребуем, чтобы  $P_3 = \frac{P_1}{N}$ . Мощность  $P_2 = P_1 - P_3 = P_1 - \frac{P_1}{N} = P_1 \frac{N-1}{N}$ . Перепишем уравнения для мощностей, принимая во внимание

напряжение на первом порте и сопротивления портов, трансформированные к порту 1:  $P_1 = \frac{U_1^2}{Z_0}$ ,  $P_2 = \frac{U_1^2}{R_2}$ ,  $P_3 = \frac{U_1^2}{R_3}$ . Так как порт 1 согласован

$U_1^2 = P_1 Z_0$ , то  $R_3 = Z_0 N$ ,  $R_2 = Z_0 \frac{N}{N-1}$ . Порты 2 и 3 нагружены на сопротивления

$Z_0$ , тогда волновые сопротивления линий  $TL_2$  и  $TL_3$  будут

$$Z_{02} = Z_0 \sqrt{\frac{N}{N-1}}, \quad Z_{03} = Z_0 \sqrt{N} \text{ соответственно.}$$

## 2.2. Квадратурный (шлейфный) мост

Квадратурный делитель мощности – это устройство с четырьмя портами (восьмиполосник), предназначенное для получения двух сигналов половинной (по сравнению с входной) мощности, сдвинутых по фазе друг относительно друга на  $\pi/2$ . Порты соединяются отрезками ЛП так, чтобы обеспечить заданный алгоритм функционирования устройства. Структура устройства изображена на рис. 2.2. Так как это МУ представляет собой восьмиполосник, то его матрица рассеяния имеет следующий вид

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

Структура МУ имеет две плоскости симметрии – горизонтальную и вертикальную, поэтому должны выполняться условия:

$$\begin{aligned} S_{12} = S_{21} = S_{43} = S_{34} = \alpha, & \quad S_{14} = S_{41} = S_{23} = S_{32} = \beta, \\ S_{13} = S_{31} = S_{42} = S_{24} = \chi, & \quad S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = \delta. \end{aligned}$$

На основе свойства унитарности матрицы рассеяния структуры без потерь можно получить систему уравнений относительно коэффициентов  $\alpha, \beta, \chi, \delta$ . Однако для упрощения сразу наложим условия на свойства МУ, потребовав, чтобы все порты были согласованы и волны выходили только из портов, лежащих на стороне, противоположной той, на которой находится возбуждающий порт. В этом

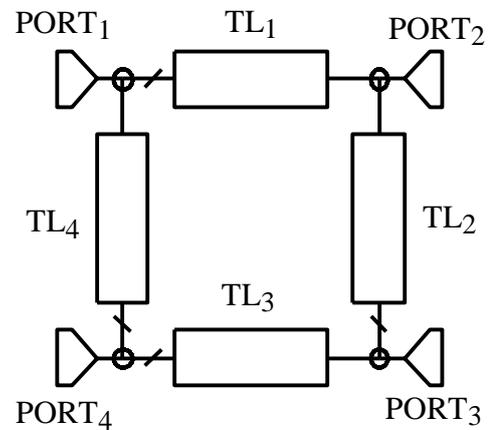


Рис. 2.2

случае коэффициенты  $\beta$  и  $\delta$  обращаются в ноль и ранее упомянутые уравнения принимают вид  $|\alpha|^2 + |\chi|^2 = 1$ ;  $\alpha\chi^* + \alpha^*\chi = 0$ .

Можно показать, что последнее уравнение сводится к уравнению  $\text{Re}\alpha\text{Re}\chi + \text{Im}\alpha\text{Im}\chi = 0$ , если принять во внимание, что мощности в выходных портах должны быть равны половине мощности возбуждения:

$|\alpha|^2 = |\chi|^2 = 0,5$ . Пусть сигнал на верхнем выходном порту равен

$\alpha e^{-j\pi/2} = -j\alpha$ , а на нижнем выходном порту –  $\chi e^{-j\pi} = -\chi$ . Здесь  $\alpha$  и  $\chi$  –

вещественные числа. Очевидно, что вышеприведенное уравнение удовлетворяется, так как оба его слагаемых по отдельности равны нулю. Таким образом, матрица рассеяния шлейфного МУ имеет вид

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

Для определения волновых сопротивлений отрезков линий передачи закоротим порт 4, пользуясь тем, что сигнал на этом порте равен нулю. Так как условия, накладываемые на сигналы в выходных портах, требуют, чтобы все отрезки имели длину  $\lambda/4$ , то, принимая во внимание, что закороченная линия такой длины имеет бесконечно большое входное сопротивление, эквивалентная структура будет иметь вид, показанный на рис. 2.3.

Предположим, что сопротивления нагрузок портов 2 и 3 равны  $Z_0$ , как и волновое сопротивление линии  $TL_2$ . Для того чтобы входной порт 1 был согласован с волновым сопротивлением питающей линии, равным  $Z_0$ ,

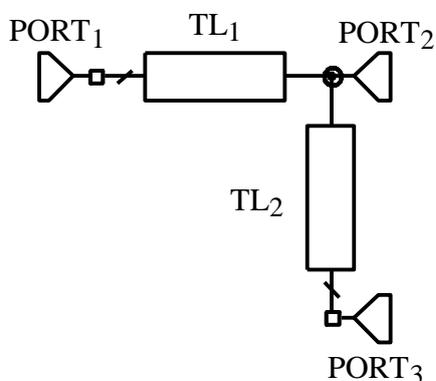


Рис. 2.3

необходимо, чтобы волновое сопротивление  $Z_{01}$  четвертьволнового отрезка  $TL_1$  было равно  $Z_0 = 2Z_{01}^2/Z_0$ , так как сопротивление на его входе равно  $Z_0/2$ . Отсюда следует, что  $Z_{01} = Z_0/\sqrt{2}$ . Очевидно, что такое волновое сопротивление должно быть у верхнего и нижнего отрезков ( $TL_1$  и  $TL_3$ ), а у боковых отрезков ( $TL_2$  и  $TL_4$ ) волновое сопротивление должно быть равно  $Z_0$ . Это

МУ может быть реализовано и для неравного деления мощностей, волновые сопротивления отрезков ЛП  $TL_1$ ,  $TL_3$  и  $TL_2$ ,  $TL_4$  определяются так же, как и в случае МУ Уилкинсона. Отметим, что в случае, если порт 2 нагружен на несогласованную нагрузку, то отраженная от нее волна поступит в порты 1 и 4. Таким образом, на порте 3 сигнал будет пропорционален сигналу падающей на порт 1 волны, а на порте 4 – сигналу отраженной от нагрузки волны. Такое устройство называется направленным ответвителем (НО).

### 2.3. Синфазно-противофазный (кольцевой) мост

Кольцевой мост – это также восьмиполусник или МУ с четырьмя портами. Его структура, показанная на рис. 2.4, такая же, как и у предыдущего МУ. Пусть левый порт есть порт 1, правый – порт 4, правее  $TL_2$  – порт 3, левее – порт 2. Структура имеет только одну плоскость симметрии – вертикальную, проходящую через отрезки  $TL_2$  и  $TL_4$ , и поэтому должны выпол-

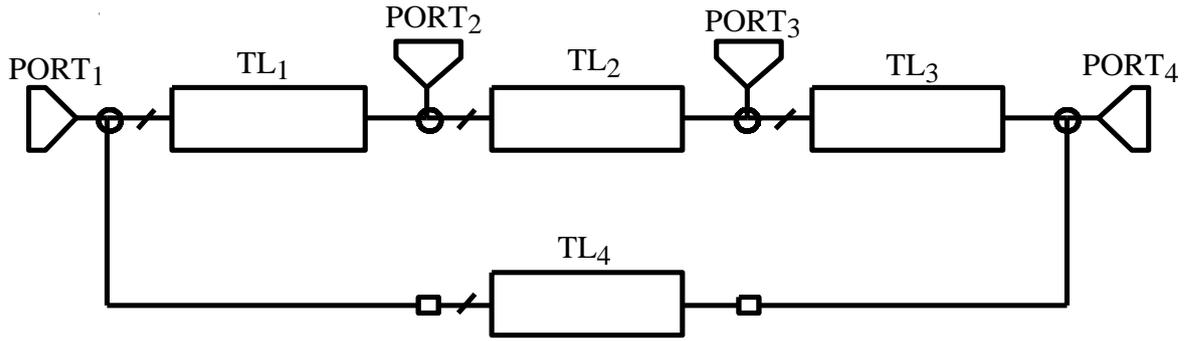


Рис. 2.4

няться равенства:  $S_{24} = S_{42} = S_{13} = S_{31} = \alpha$ ,  $S_{12} = S_{21} = S_{34} = S_{43} = \beta$ ,  $S_{32} = S_{23} = \chi$ ,  $S_{11} = S_{44} = \delta$ ,  $S_{22} = S_{33} = \varepsilon$ ,  $S_{14} = S_{41} = \varphi$ .

Для упрощения дальнейших выкладок потребуем, чтобы МУ было согласовано по всем четырем портам, откуда следует равенство  $|\delta| = |\varepsilon| = 0$ . Если возбуждать порт 2, то мощности синфазных сигналов в портах 1 и 3 должны быть равны половине мощности возбуждения; следовательно, модули  $|\beta| = |\chi| = \frac{1}{\sqrt{2}}$ . Предположим также, что порты 1 и 3 развязаны и  $\alpha = 0$ , что также обеспечивает развязку портов 2 и 4. Тогда, если исходить из свойства унитарности матрицы рассеяния, остаются следующие уравнения:  $|\beta|^2 + |\varphi|^2 = 1$ ,  $|\beta|^2 + |\chi|^2 = 1$ ,  $\beta\chi^* + \varphi\beta^* = 0$ ,  $\beta^*\chi + \beta\varphi^* = 0$ . Второе уравнение удовлетворяется автоматически, из первого и второго следует, что  $|\varphi| = |\chi|$ . Посмотрим теперь, каким образом могут быть удовлетворены два последних уравнения. Отрезки ЛП, которые связывают порты, должны иметь длины, равные нечетному числу четвертей длин волн. Это необходимо, чтобы сопротивления нагруженных на  $Z_0$  портов трансформировались в возбуждающий порт для обеспечения согласования. Пусть возбуждающим является порт 2, а нагрузочными – порты 1 и 3. Тогда длины отрезков TL<sub>1</sub> и TL<sub>2</sub> равны  $\lambda/4$  и, следовательно, выполняется равенство  $\beta = \chi = -j/\sqrt{2}$ . При этом должно удовлетворяться уравнение  $\beta\chi^* + \varphi\beta^* = \beta\varphi^* + \chi\beta^* = 0$ . Очевидно, что это возможно при  $\varphi = -\beta$ . Следовательно,  $\varphi = j/\sqrt{2}$ , а это означает, что длина отрезка TL<sub>4</sub> равна  $3\lambda/4$ . Так как  $S_{34} = \beta$ , то длина отрезка TL<sub>3</sub> равна  $\lambda/4$ .

Матрица рассеяния такого МУ:  $\mathbf{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -j & 0 & j \\ -j & 0 & -j & 0 \\ 0 & -j & 0 & -j \\ j & 0 & -j & 0 \end{pmatrix}$ .

Найдем волновые сопротивления отрезков ЛП. Для определения волновых сопротивлений отрезков TL<sub>1</sub> и TL<sub>2</sub> поступим так же, как и в 2.3, замкнув накоротко порт 4. После этого получим структуру, полностью совпадающую со структурой мостового делителя мощности на 2 (см. 2.1). Очевидно, что волновые сопротивления должны удовлетворять соотношению  $Z_{01} = \sqrt{2} Z_0$ , где  $Z_0$  – волновое сопротивление линий, питающих порты. Для определения волновых сопротивлений отрезков TL<sub>3</sub> и TL<sub>4</sub> закоротим порт 1, питая МУ через порт 4. Полученная в результате структура отличается от предыдущей только тем, что длины отрезков разные. Однако отрезок длиной  $3\lambda/4$  трансформирует сопротивление точно так же, как отрезок длиной  $\lambda/4$ , поэтому волновое сопротивление отрезка будет таким же, как у TL<sub>1</sub> и TL<sub>2</sub> и TL<sub>4</sub>.

В заключение рассмотрим способы получения синфазных и противофазных сигналов. Если возбуждать порт 2, то на портах 1 и 3 будут синфазные сигналы, а при возбуждении порта 3 синфазные сигналы появятся на портах 2 и 4. Если возбуждать порт 4, то противофазные сигналы будут на портах 3 и 1, а при возбуждении порта 3 противофазные сигналы появятся на портах 1 и 4.

### 3. ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В УСТРОЙСТВАХ СВЧ

При рассмотрении МУ не конкретизировалась их конструкция, ЛП рассматривались как некие обобщенные структуры. Однако конструкция МУ существенно зависит от вида ЛП. Если ранее использовались волноводы и коаксиальные линии, реже полосковые и микрополосковые, то теперь к ним добавились копланарные и щелевые ЛП. В настоящее время волноводы (обладающие минимальными потерями по сравнению с другими ЛП) используются в устройствах для больших мощностей и на частотах порядка десятков и сотен гигагерц. Коаксиальные ЛП используются в качестве соединительных ЛП между блоками различных устройств. Ввиду технологических преимуществ основным типом ЛП для реализации устройств СВЧ являются микрополосковые ЛП (МПЛ), в том числе и для интегральных микросхем СВЧ.

### 3.1. Применение коаксиальных линий в СВЧ-устройствах различных частотных диапазонов

Коаксиальные линии (КЛ) в СВЧ-технике чаще всего используются для соединения отдельных блоков устройства. Обычно для этого применяются гибкие КЛ (ГКЛ), хотя в некоторых случаях могут использоваться и жесткие КЛ (со сплошным внешним металлическим проводником). В ГКЛ внешний проводник выполняется в виде металлической сетки, защищенной пластиковым покрытием. В качестве диэлектрика используются полиэтилен, тефлон, пенный диэлектрик на основе полиэтилена. Потери в ГКЛ выше, чем в жестких КЛ. В первой части курса ТЭД была рассмотрена КЛ с Т-волной. Однако в КЛ могут возбуждаться волны высших типов, у которых присутствуют продольные электрические и магнитные поля. Основным типом этих волн является мод  $H_{11}$  (с продольным магнитным полем), имеющий максимальную критическую длину волны, примерно равную  $1,5 D$ , где  $D$  – внутренний диаметр внешней металлической оболочки. Приблизительно (с некоторым запасом) можно считать, что диаметр должен быть порядка половины длины волны для верхней границы частотного диапазона КЛ. Так как относительная диэлектрическая проницаемость заполнения ГКЛ порядка 2, то длина волны уменьшается в 1,41 раза, соответственно уменьшается и значение диаметра. Запишем выражение, связывающее максимальное значение диаметра и частоту:  $D = 106/f$  мм/ГГц. В таблице приведены значения  $D$  для некоторых частот.

$f$ , ГГц	1	3	10	30	100
$D$ , мм	106	35,33	10,6	3,53	1,06

Подобные ограничения касаются и размеров коаксиальных разъемов (КР), с помощью которых ГКЛ присоединяются к блокам устройства или к измерительным приборам.

### 3.2. Симметричная полосковая ЛЛ

Симметричная полосковая линия (СПЛ) представляет собой плоский проводник, помещенный в диэлектрическую среду, ограниченную сверху и снизу тонкими плоскими металлическими поверхностями (рис. 3.1, где  $T$  – толщина центрального проводника (обычно  $\sim 0,03 \dots 0,1$  мм);  $W$  – ширина проводника;  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость заполняющего структуру

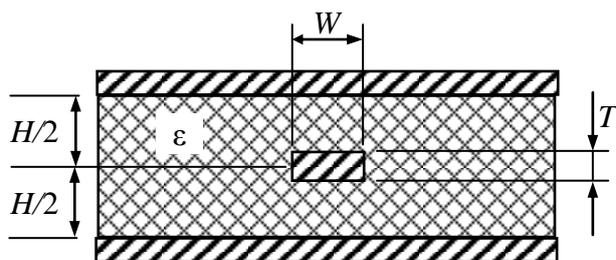


Рис. 3.1

материала;  $H$  – расстояние между верхним и нижним металлическими слоями). Приближенное выражение для волнового сопротивления:

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon}} \ln \frac{4H}{0,67\pi W(0,8 + T/H)}.$$

Если ширина ограничивающих металлических поверхностей много больше ширины центрального полоска  $W$ , излучение через боковые поверхности практически отсутствует и потери в линии относительно невелики. При небольших по сравнению с длиной волны поперечных размерах в линии распространяется Т(ТЕМ)-волна (отсутствуют продольные составляющие полей). СПЛ применяется для создания направленных ответвителей (НО) на связанных линиях и фильтров СВЧ.

### 3.3. Несимметричная полосковая (микростриповая) линия

МПЛ отличается от СПЛ отсутствием верхнего металлического слоя и (обычно) диэлектрика над продольным полоском (рис. 3.2). Приближенные выражения для волнового сопротивления имеют вид:

при  $W/H < 1$

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon_e}} \ln \left( 8 \frac{H}{W} + 0,25 \frac{W}{H} \right), \quad \varepsilon_e = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + 12H/W}} + 0,04(1 - W/H)^2 \right];$$

при  $W/H \geq 1$

$$Z_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_e} \left[ W/H + 1,393 + \frac{2}{3} \ln(W/H + 1,444) \right]}, \quad \varepsilon_e = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2\sqrt{1 + 12H/W}}.$$

Так как структура полей над и под полоском различна, то диэлектрическая проницаемость зависит от отношения  $W/H$  и вводится понятие эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_e$ , от которой зависит волновое сопротивление. В МПЛ распространяется так называемая квазиТ-волна, у которой вне диэлектрика существует продольная составляющая электриче-

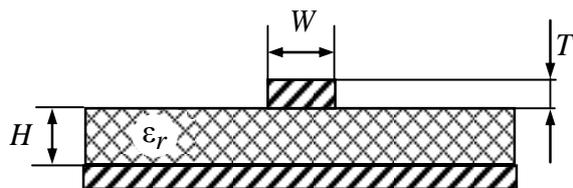


Рис. 3.2

тивной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_e$ , от которой зависит волновое сопротивление. В МПЛ распространяется так называемая квазиТ-волна, у которой вне диэлектрика существует продольная составляющая электриче-

ского поля, создающая излучение электромагнитного поля в окружающее пространство и увеличивающая потери. Однако технологические преимущества (возможность использования технологии изготовления печатных плат и планарных интегральных микросхем) сделали МПЛ наиболее применимыми для устройств СВЧ.

### 3.4. Копланарная линия (копланарный волновод)

Поперечное сечение копланарной линии (КПЛ) (рис. 3.3) состоит из диэлектрической пластины, на верхней поверхности которой по бокам расположены широкие металлические поверхности, играющие роль экрана коаксиальной линии, а между ними проходит узкий полосок. Как правило, боковые поверхности эквипотенциальны. Волновое сопротивление КПЛ равно:

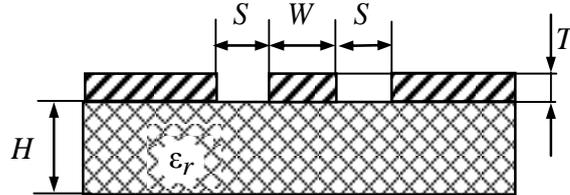


Рис. 3.3

$$Z_0 = \frac{30\pi}{K_1(k)\sqrt{(\epsilon_r + 1)/2}}, \quad K_1(k) = K(k)/K(k'), \quad k = \operatorname{sech}(\pi W/2H), \quad k' = \sqrt{1 - k^2}.$$

В КПЛ распространяется квазиТ-волна.

### 3.5. Связанные линии передачи

До сих пор рассматривались устройства, в которых отрезки ЛП связывались через соединение выходного порта ЛП с входными портами одного или нескольких отрезков ЛП. Однако существует и другой способ связи нескольких ЛП – пространственная связь, когда ЛП связываются за счет общего электромагнитного поля в области связи. Чаще всего реализуются связанные линии передачи (СВЛП) на основе СПЛ и МПЛ с двумя центральными проводниками. В измерительных и контрольных устройствах СВЧ часто используются направленные ответвители – четырехпортовые устройства (восьмиполюсники), позволяющие получить на портах вторичной линии передачи образцы падающей и отраженной волн, которые распространяются по основной ЛП.

Обычно мощность образцов существенно меньше мощностей сигналов в основной линии. Если НО представляет собой отдельное устройство, то он выполняется на основе симметричной полосковой линии (СМПЛ), если же он является узлом какого-либо устройства, структура которого выполнена на основе несимметричной полосковой линии передачи (МПЛ), то тоже выпол-

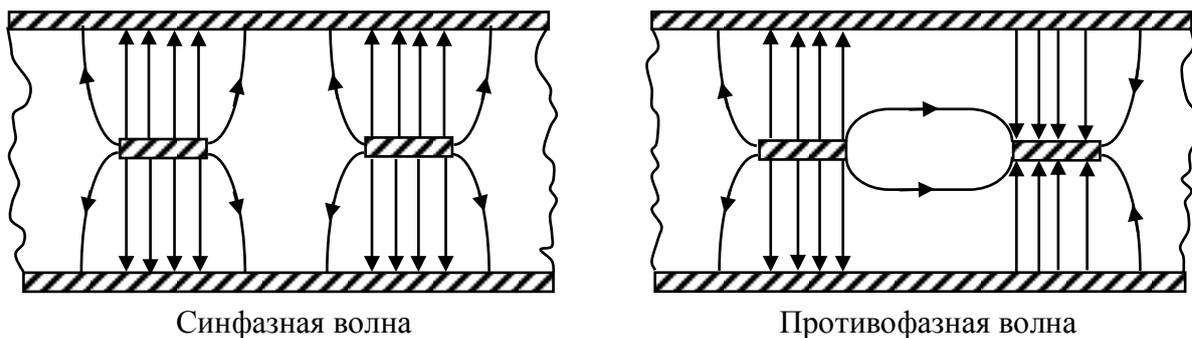


Рис. 3.4

няется на основе МПЛ. В области, где центральные проводники подходят близко друг к другу (области связи), возможно существование двух типов полей – синфазные и противофазные (четные и нечетные). Возможны 2 варианта реализации связанных линий на этой основе – линии с боковой связью (рис. 3.4: слева изображено электрическое поле синфазных волн, справа – противофазных волн) и линии с лицевой связью, когда полоски расположены друг над другом. Так как поля электрические (и магнитные, не показанные на рисунке) имеют разную конфигурацию, волновые сопротивления структуры для четных ( $Z_{0e}$ ) и нечетных ( $Z_{0o}$ ) волн различны. Выражения для них рассмотрим далее.

#### 4. НАПРАВЛЕННЫЙ ОТВЕТВИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ СВЯЗАННЫХ ЛП

При рассмотрении квадратурного моста было показано, что на его основе можно создать НО для получения сигналов, пропорциональных значениям падающей и отраженной волн. Однако НО, выполненный на основе СВЛП, обладает лучшими параметрами, в частности по широкополосности. Конструкция НО, использующая боковую связь, более технологична, поэтому остановимся на ней. На рис. 4.1 изображен НО с удаленной верхней половиной СМПЛ.

Очевидно, что устройство имеет две плоскости симметрии: горизонтальную и вертикальную. Так как рассматривается восьмиполосник, то его матрица рассеяния (MP) должна состоять из 16 элементов. Воспользовавшись свойством симметрии, можно записать следующие равенства для элементов MP:  $S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44}$ ,  $S_{12} = S_{21} = S_{34} = S_{43}$ ,  $S_{14} = S_{41} = S_{23} = S_{32}$ ,  $S_{13} = S_{31} = S_{24} = S_{42}$ . Потребуем, чтобы все порты были согласованы и порты 1 и 3, 2 и 4 были бы развязаны (имея в виду, что НО на связанных линиях яв-

ляется противонаправленным – ответвляемый сигнал движется во вторичной линии навстречу прямому сигналу в первичной линии: если возбуждается порт 1, то прямая волна выходит из порта 2, ответвленная – из порта 4, а порт 3 развязан). Тогда  $S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = 0$ ,  $S_{13} = S_{31} = S_{24} = S_{42} = 0$ . Пусть  $S_{12} = S_{21} = S_{34} = S_{43} = \beta$ ,  $S_{23} = S_{32} = S_{14} = S_{41} = \gamma$ .

МР примет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} 0 & \beta & 0 & \gamma \\ \beta & 0 & \gamma & 0 \\ 0 & \gamma & 0 & \beta \\ \gamma & 0 & \beta & 0 \end{pmatrix}.$$

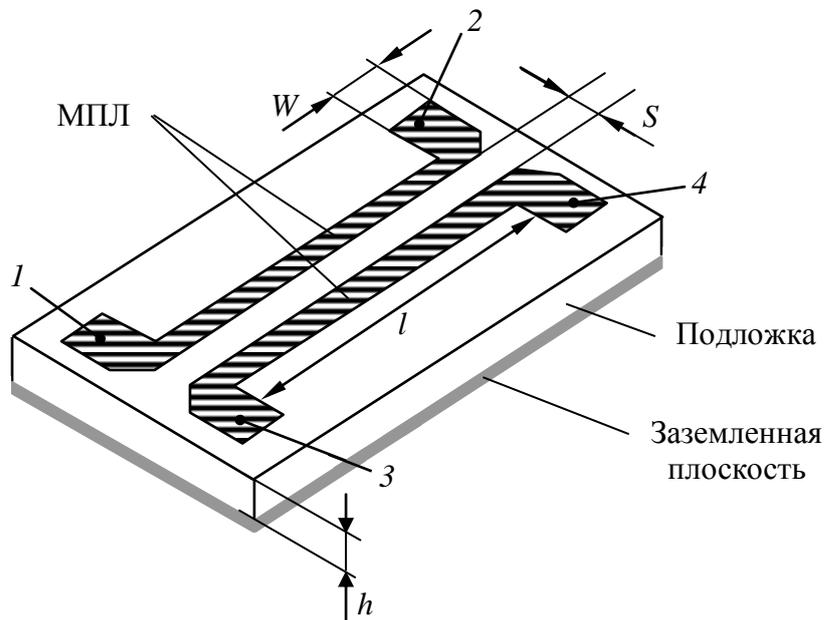


Рис. 4.1

Решая систему уравнений, полученную при использовании свойства унитарности МР, получим условие для фаз компонент  $\beta$  и  $\gamma$ :  $\varphi_\beta - \varphi_\gamma = (n+1)\pi/2$ . В простейшем случае фаза в противоположном порту сдвинута относительно возбуждаемого порта на  $90^\circ$ . Из анализа электромагнитных полей в структуре НО значения элементов МР будут равны:

$$\beta = \frac{\sqrt{1-k^2} \sin \Theta}{\sqrt{1-k^2} \cos \Theta + j \sin \Theta} \quad \text{и} \quad \gamma = \frac{jk \sin \Theta}{\sqrt{1-k^2} \cos \Theta + j \sin \Theta}.$$

Здесь  $\Theta$  – электрическая длина области связи;  $\Theta = 2\pi l/\lambda$ ,  $l$  – геометрическая длина области связи;  $\lambda = \lambda_0/\sqrt{\epsilon_r}$ ,  $\lambda_0$  – длина волны в воздухе на частоте центра полосы пропускания НО;  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость подложки

СМПЛ. Обычно значение  $\Theta$  выбирают равным  $90^\circ$ , тогда  $\beta = -j\sqrt{1-k^2}$ , а  $\gamma = k$ . Коэффициент связи  $k = \frac{Z_{0o} - Z_{0e}}{Z_{0o} + Z_{0e}}$ , где  $Z_{0o}$  – волновое сопротивление для нечетных (противофазных – odd mode) волн в связанных СМПЛ;  $Z_{0e}$  – волновое сопротивление для четных (синфазных – even mode) волн. Эти волновые сопротивления связаны с волновым сопротивлением  $Z_0$  присоединяемых к портам линий соотношением  $Z_0 = \sqrt{Z_{0o}Z_{0e}}$ . Воспользовавшись выражением для коэффициента связи  $k$ , можно получить выражения для волновых сопротивлений:  $Z_{0o} = Z_0\sqrt{\frac{1-k}{1+k}}$ ,  $Z_{0e} = Z_0\sqrt{\frac{1+k}{1-k}}$ . Таким образом, зная коэффициент связи, можно определить волновые сопротивления, а по ним – размеры полосков. Их размеры – ширина полоска  $W$  и расстояние между полосками  $S$  – определяются из приближенных выражений:

$$\frac{S}{B} \approx -\frac{1}{\pi} \ln \left[ \operatorname{th} \frac{15\pi^2}{\sqrt{\epsilon_r}} \left( \frac{1}{Z_{0o}} - \frac{1}{Z_{0e}} \right) \right], \quad \frac{W}{B} \approx \frac{30\pi}{Z_{0e}\sqrt{\epsilon_r}} - \frac{S}{2B} + \frac{1}{\pi} \ln \left[ \frac{1}{2} \operatorname{ch} \left( \frac{\pi S}{2B} \right) \right],$$

где  $B$  – расстояние между верхним и нижним проводящими слоями.

НО характеризуется четырьмя параметрами, обычно выражаемыми в децибелах:

- переходное затухание  $|\beta| = 1/k$ , которое на центральной частоте ( $\Theta = \pi/2$ ) будет иметь вид  $|\beta_{\text{дБ}}| = 20\lg(1/k) = 20\lg(1/|S_{41}|)$ , откуда  $k = 10^{-\beta_{\text{дБ}}/20}$ ;
- направленность – отношение уровня ответвленного сигнала к уровню сигнала, который выходит из противоположного порта (который теоретически развязан): если возбуждается порт 1, а ответвленный сигнал исходит из порта 4, то направленность определяется как  $20\lg|S_{41}|/|S_{13}|$ ;
- значение КСВ на портах (можно оценить по модулю коэффициентов МР  $S_{nn}$ ):  $\text{КСВ} = \frac{1 + |S_{nn}|}{1 - |S_{nn}|}$ .

## 5. МОСТОВЫЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ РЕАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Размеры МУ на основе ЛП сравнимы с длиной волны. Так, периметр МУ Уилкинсона равен половине длины волны, шлейфного МУ – длине волны, гибридного (кольцевого) МУ – полутора длинам волны. На сравнительно низких частотах (порядка сотен мегагерц) геометрические размеры этих МУ становятся довольно большими – порядка метра. Сокращение размеров за счет эффективной диэлектрической проницаемости МПЛ сравнительно невелико – примерно в 2...3 раза. В связи с этим желательно заменить отрезки ЛП цепями из сосредоточенных реактивных элементов (СРЭ) с эквивалентными параметрами. Применение цепей из СРЭ позволило бы сократить размеры МУ на порядки. Параметры четвертьволновых отрезков ЛП, которые существенны для функционирования МУ, следующие: сдвиг фаз выходного сигнала равен

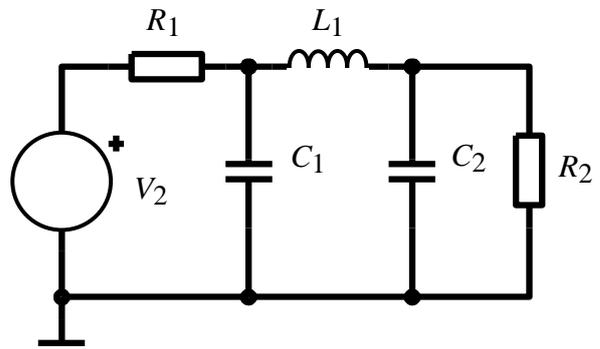


Рис. 5.1

$-\pi/2$ , коэффициент трансформации сопротивления  $n^2 = Z_0/Z_l$ , где  $Z_l$  – сопротивление нагрузки,  $Z_0$  – волновое сопротивление ЛП. Рассмотрим цепь, структура которой подобна структуре ФНЧ (рис. 5.1).

Емкости и индуктивности выберем так, чтобы удовлетворялись соотношения:  $L = R/\omega_0$ ,  $C_1 = C_2 = 1/\omega_0 R$ , где  $\omega_0$  – частота, на которой параметры цепи должны совпадать с параметрами четвертьволнового отрезка ЛП;  $R_1 = R_2 = R$ . Коэффициент передачи цепи (отношение напряжения на выходном сопротивлении  $R$  к напряжению источника сигнала)

$$H(j\omega) = -\frac{1}{2\left(1 - \omega^2/\omega_0^2\right) + j\left(\omega CR\left(2 - \omega^2/\omega_0^2\right) + \omega L/R\right)},$$

фазовый сдвиг  $\varphi(\omega) = -\arctg \frac{\omega CR\left(2 - \omega^2/\omega_0^2\right) + \omega L/R}{2\left(1 - \omega^2/\omega_0^2\right)}.$

На частоте  $\omega_0$  фазовый сдвиг равен  $-\pi/2$ , а  $|H(j\omega_0)| = 0,5$ . Потребуем выполнения условия трансформации сопротивления нагрузки. Входная проводимость цепи, нагруженной на произвольное сопротивление  $r$ ,

$Y_i(\omega) = j\omega C + \frac{j\omega C + 1/r}{1 - \omega^2/\omega_0^2 + j\omega L/r}$ . На частоте  $\omega_0$   $Y_i(\omega_0) = r/R^2$ . Сопротивле-

ние  $R_1 = R_2 = R$  есть характеристическое сопротивление цепи, и оно эквивалентно волновому сопротивлению ЛП. Таким образом, на частоте  $\omega_0$  рассматриваемая цепь полностью эквивалентна четвертьволновому отрезку ЛП. Данная цепь имеет П-структуру, но можно показать, что цепь в виде

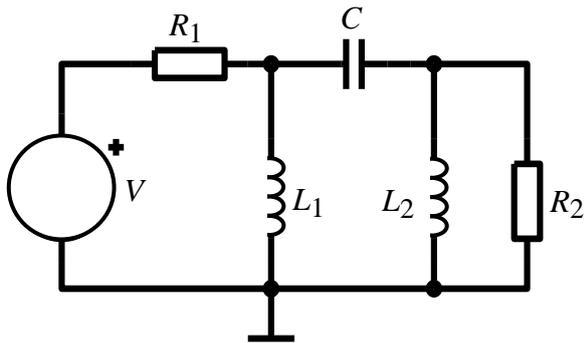


Рис. 5.2

Т-структуры обладает теми же свойствами.

В гибридном МУ используется отрезок ЛП длиной  $3\lambda/4$ , дающий фазовый сдвиг  $-3\pi/2$ . Такой же фазовый сдвиг должна обеспечивать структура, показанная на рис. 5.2. Соотношения между  $L, C, R$  остаются теми же, что и в первом случае.

Коэффициент передачи цепи:

$$H(j\omega) = \left\{ 2\left(1 - \omega_0^2/\omega^2\right) + j\left[\frac{\omega L}{R}\left(2 - \omega_0^2/\omega^2\right) + \omega CR\right] \right\}^{-1},$$

фазовый сдвиг:  $\varphi(\omega) = \arctg \frac{\omega L(2 - \omega_0^2/\omega^2)/R + \omega CR}{2(1 - \omega_0^2/\omega^2)}$ .

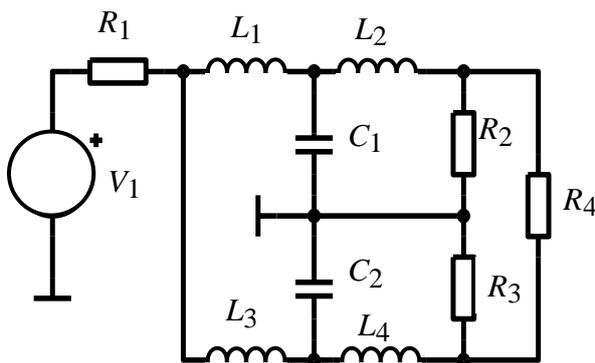


Рис. 5.3

На частоте  $\omega_0$   $\varphi(\omega_0) = -3\pi/2$ , а  $|H(j\omega_0)| = 0,5$ . При нагрузке на произвольное сопротивление  $r$  входная проводимость

$$Y_i = \frac{1}{j\omega L} + \frac{1/j\omega L + 1/r}{1 - \omega_0^2/\omega^2 + 1/j\omega Cr}$$

На частоте  $\omega_0$   $Y_i(\omega_0) = r/R^2$ . Таким образом, отрезок ЛП длиной  $3\lambda/4$  заменяется цепью, представлен-

ной на рис. 5.2. Следовательно, имеем полный набор цепей, с помощью которых можно реализовать МУ. В качестве примера приведем схему моста Уилкинсона, реализованную на сосредоточенных элементах (рис. 5.3).

Здесь  $R_1$  – собственное сопротивление источника, равное  $Z_0$ ;  $L_1 = L_2 = L_3 = L_4 = Z_0/\omega_0$ ;  $C_1 = C_2 = \frac{1}{\omega_0 Z_0}$ ;  $R_2 = R_3 = Z_0$  – сопротивления портов 2 и 3;  $R_4 = 2Z_0$  – балластное сопротивление.

## 6. РЕЗОНАТОРЫ СВЧ

Полые резонаторы (ПР) СВЧ – это отрезки ЛП, закороченные с одного или обоих концов, или полые металлические структуры определенной формы. Диэлектрические резонаторы (ДР) – это структуры определенной формы (обычно в виде диска или параллелепипеда), заполненные однородным диэлектриком с малыми потерями. Резонаторы обоих типов используются в качестве элементов фильтров СВЧ и резонаторов (колебательных контуров) в автогенераторах (АГ) СВЧ. Наиболее распространены коаксиальные, прямоугольные и цилиндрические ПР. В качестве примера определим поля коаксиального и прямоугольного резонаторов.

### 6.1. Поле коаксиального резонатора

В коаксиальной ЛП основной является волна ТЕМ, для которой электрическое поле имеет вид  $\mathbf{E} = \mathbf{e}_r \frac{Ae^{\pm jkz}}{r}$ . Здесь  $A$  – постоянная, которая будет определена позднее;  $k = 2\pi/\lambda$  – постоянная распространения;  $r$  – радиальная координата;  $z$  – продольная координата. Магнитное поле может быть определено через второе уравнение Максвелла:  $\mathbf{H} = \frac{j}{\omega\mu} \text{rot } \mathbf{E}$ . В цилиндрической системе координат это выражение примет вид

$$\mathbf{H} = \frac{j}{\omega\mu} \begin{vmatrix} \mathbf{e}_r/r & \mathbf{e}_\alpha & \mathbf{e}_z/r \\ \partial/\partial r & \partial/\partial \alpha & \partial/\partial z \\ Ae^{\pm ikz}/r & 0 & 0 \end{vmatrix}.$$

Так как поля не зависят от угла  $\alpha$ , получаем:  $\mathbf{H} = \frac{\mathbf{e}_\alpha}{r} (\pm jkAe^{\pm jkz})$ . Вырежем из ЛП отрезок длиной  $l$  и закоротим начало и конец отрезка. Электрическое поле в ЛП имеет вид:  $\frac{A}{r} (Be^{-ikz} + Ce^{ikz})$ , где первое слагаемое в скобках принадлежит прямой волне, второе – обратной. Так как на закорачи-

вающих пластинах электрическое поле должно обращаться в ноль, получаем граничные условия: при  $z=0$  и  $B+C=0$ ,  $B=-C$ , при  $z=l$   $e^{-ikl} - e^{ikl} = 0$ ,  $\sin kl = 0$ . Отсюда следует, что  $l = n\lambda/2$  и  $k = n\pi/l$ , где  $n$  – целые числа от нуля до бесконечности. Тогда поля в коаксиальном резонаторе будут  $\mathbf{E} = \mathbf{e}_r \frac{A}{r} \sin \frac{n\pi z}{l}$ ,  $\mathbf{H} = \mathbf{e}_\alpha \frac{iA}{\omega\mu r} \cos \frac{n\pi z}{l}$ . Отсюда следует, что поля в резонаторе могут возбуждаться только на дискретных частотах  $f_n = n/2l\sqrt{\epsilon\mu}$ , где  $\epsilon, \mu$  – проницаемости вещества, заполняющего резонатор. Электрические и магнитные поля во времени сдвинуты на  $90^\circ$ .

Если поперечные размеры коаксиальной ЛП на порядки меньше длины волны, то открытый ее конец практически не излучает электромагнитные волны в окружающее пространство. Граничные условия на конце соответствуют режиму холостого хода (ХХ), при которых касательная (по отношению к поверхности отверстия) составляющая магнитного поля обращается в ноль. Магнитное поле резонатора с открытыми концами можно записать как

$\mathbf{H} = \mathbf{e}_\alpha \frac{jkA}{r} (Be^{jkz} - Ce^{-jkz})$ . Граничные условия при  $z=0$  дают  $B=C$ , граничные условия при  $z=l$  дают  $\sin kl = 0$ . Тогда (как и в предыдущем случае)  $l = n\lambda/2$  и  $k = n\pi/l$ , а поля в КР будут  $\mathbf{E} = \mathbf{e}_r \frac{A}{r} \cos \frac{n\pi z}{l}$ ,  $\mathbf{H} = \mathbf{e}_\alpha \frac{iA}{\omega\mu r} \sin \frac{n\pi z}{l}$ .

Если замкнуть отрезок ЛП длиной  $l$  в сечении  $z=0$ , а в сечении  $z=l$  реализовать режим ХХ, то получим два разных граничных условия. Первое при  $z=0$  дает тот же результат, что и ранее:  $B=-C$ . Второе требует, чтобы  $H(l) = \frac{\pm Ak}{r} (Be^{-jkl} - Ce^{jkl}) = 0$ . Отсюда получаем  $e^{jkl} + e^{-jkl} = 2\cos kl = 0$  и  $kl = (n+1)\pi/2$ . Следовательно, в таком резонаторе поля могут возбуждаться только на частотах  $f_n = (n+1)/4l\sqrt{\epsilon\mu}$ . В первом и втором типах колебаний по длине резонатора укладывается целое число полуволн, в третьем – целое число четвертей длин волн.

## 6.2. Поле прямоугольного резонатора

Основной волной для прямоугольного волновода является  $H_{10}$ , для которого электрическое поле равно  $\mathbf{E} = \mathbf{e}_y A \sin \frac{\pi x}{a} e^{\pm jk_z z}$ , где  $a$  – ширина верх-

ней и нижней стенок волновода;  $k_z = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$  – постоянная распространения для волновода;  $k$  – постоянная распространения для свободного пространства.

Найдем магнитное поле волновода:  $\mathbf{H} = \frac{j}{\omega\mu} \text{rot } \mathbf{E}$ . Поскольку используются прямоугольные координаты, то

$$\mathbf{H}(x, z) = \frac{jA}{\omega\mu} \left[ \mathbf{e}_z \left( \frac{\pi}{a} \cos \frac{\pi x}{a} \right) - \mathbf{e}_x \left( \pm jk_z \sin \frac{\pi x}{a} \right) \right] e^{\pm jk_z z}.$$

Таким образом, имеется только одна составляющая электрического поля и две составляющие магнитного поля:

$$H_z = \frac{j\pi A}{\omega\mu a} \cos \frac{\pi x}{a} e^{\pm jk_z z}, \quad H_x = \pm \frac{Ak_z}{\omega\mu} \sin \frac{\pi x}{a} e^{\pm jk_z z}.$$

Вырежем отрезок волновода длиной  $l$  и поставим на обоих концах металлические стенки (заглушки). Так же, как и в б.1, электрическое поле должно обращаться в ноль на заглушках (при  $z=0$  и  $z=l$ ). Получаем граничные условия:  $B+C=0$ , откуда  $C=-B$  и  $e^{-jk_z l} - e^{jk_z l} = 2j \sin k_z l = 0$ . Следовательно,  $k_z l = p\pi$ ,  $k_z = p\pi/l$ .

Поля в резонаторе имеют вид

$$E_y = A \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{p\pi z}{l}, \quad H_x = \frac{jA p \pi}{\omega\mu l} \sin \frac{\pi x}{a} \cos \frac{p\pi z}{l}, \quad H_z = \frac{jA \pi}{\omega\mu a} \cos \frac{\pi x}{a} \sin \frac{p\pi z}{l}.$$

Уравнение для постоянных распространения примет вид  $p\pi/l = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$ , откуда  $k = \pi \sqrt{(p/l)^2 + (1/a)^2}$ . Так же, как в случае КР, поля в прямоугольном резонаторе могут возбуждаться только на дискретных частотах:

$f_p = \frac{\sqrt{(p/l)^2 + (1/a)^2}}{2\sqrt{\epsilon\mu}}$ . По длине резонатора укладывается целое

число полуволн. Колебания с холостым ходом на концах в прямоугольном резонаторе не могут существовать, так как открытый конец волновода является эффективной антенной и режим ХХ неосуществим.

### 6.3. Возбуждение резонаторов

Поля идеального (без потерь) резонатора, полученные в виде решений однородных (без источников в виде плотностей электрического и магнитного токов) уравнений Максвелла, образуют полную ортогональную систему

функций. Условия ортогональности представляются интегралами  $\int_V \varepsilon \mathbf{E}_n \mathbf{E}_m^* dv$ ,

и  $\int_V \mu \mathbf{H}_n \mathbf{H}_m^* dv$ . Эти интегралы равны нулю при  $n \neq m$  и «норме»  $N$ , если

$n = m$ . Норма – это вещественное положительное число, имеющее размерность энергии, выбор значения которого определяет коэффициент  $A$  в выражениях для полей. Обычно принимают  $N = 1$ . Для решения задачи возбуждения резонатора (определение амплитуд электрических и магнитных полей, которые в нем возбуждаются сторонними источниками) используется векторное тождество, образующееся из выражения  $\operatorname{div}[\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]$ .

Для раскрытия этого выражения воспользуемся оператором Гамильтона  $\nabla$  (вектор набла):

$(\nabla, [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]) = (\mathbf{H}^*, [\nabla, \mathbf{E}]) - (\mathbf{E}, [\nabla, \mathbf{H}^*]) = \mathbf{H}^* \operatorname{rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{H}^*$ . Получаем то-

ждество:  $\operatorname{div}[\mathbf{E}, \mathbf{H}^*] = \mathbf{H}^* \operatorname{rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{H}^*$ . Запишем два тождества:

$$\operatorname{div}[\mathbf{E}, \mathbf{H}_m^*] = \mathbf{H}_m^* \operatorname{rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \operatorname{rot} \mathbf{H}_m^*, \quad \operatorname{div}[\mathbf{E}_m^*, \mathbf{H}] = \mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{E}_m^* - \mathbf{E}_m^* \operatorname{rot} \mathbf{H}.$$

Поле с индексом  $m$  – одно из собственных полей резонатора, поле без индекса – полное поле, возбужденное в резонаторе источниками:

$$\mathbf{E} = \sum_{n=1}^{\infty} e_n \mathbf{E}_n + \mathbf{E}_\tau, \quad \mathbf{H} = \sum_{n=1}^{\infty} h_n \mathbf{H}_n,$$

где  $e_n, h_n$  – амплитуды поля с номером  $n$ ;  $\mathbf{E}_\tau$  – касательная составляющая поля на отверстии в стенке резонатора, возбужденная сторонними источниками. Запишем выражения для роторов полей:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -j\omega\mu \mathbf{H} - \mathbf{m} = -j\omega\mu \sum_{n=1}^{\infty} h_n \mathbf{H}_n - \mathbf{m}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E}_m^* = j\omega_m \mu \mathbf{H}_m^*,$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = j\omega\varepsilon \mathbf{E} + \mathbf{j} = j\omega\varepsilon \sum_{n=1}^{\infty} e_n \mathbf{E}_n + \mathbf{j}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H}_m^* = -j\omega_m \varepsilon \mathbf{E}_m^*,$$

где  $\omega_m$  – собственная частота колебания с номером  $m$ .

Проинтегрируем оба тождества по объему резонатора, используя для левой части теорему Гаусса:  $\int_V \operatorname{div}[\mathbf{E}, \mathbf{H}] dv = \oint_S [\mathbf{E}, \mathbf{H}] \mathbf{ds}$ . На поверхности стенок

резонатора поле  $\mathbf{E}$  нормально к ним, поле  $\mathbf{H}$  касательно, векторы векторного произведения и элемента поверхности взаимно перпендикулярны и инте-

гралы по поверхности обращаются в ноль, за исключением интеграла, содержащего  $\mathbf{E}_\tau$ , который равен интегралу по поверхности отверстия:

$$\int_{S_0} [\mathbf{E}_\tau, \mathbf{H}_m^*] \mathbf{ds}. \text{ Условия ортогональности приводят к тому, что во всех бес-}$$

конечных рядах остается только по одному члену с  $n=m$ . Получаем два уравнения относительно неизвестных амплитуд  $e_m, h_m$ :

$$\int_{S_0} [\mathbf{E}_\tau, \mathbf{H}_m^*] \mathbf{ds} = -j\omega h_m N - \int_V (\mathbf{H}_m^*, \mathbf{m}) dv + j\omega_m e_m,$$

$$0 = j\omega_m h_m N - j\omega e_m N + \int_V (\mathbf{E}_m^*, \mathbf{j}) dv.$$

Решение этих уравнений имеет следующий вид:

$$e_m = \frac{j \left[ \omega_m \left( \int_{S_0} [\mathbf{E}_\tau, \mathbf{H}_m^*] \mathbf{ds} - \int_V (\mathbf{H}_m^*, \mathbf{m}) dv \right) + \omega \int_V (\mathbf{E}_m^*, \mathbf{j}) dv \right]}{N(\omega^2 - \omega_m^2)},$$

$$h_m = \frac{i \left[ \omega \left( \int_{S_0} [\mathbf{E}_\tau, \mathbf{H}_m^*] \mathbf{ds} - \int_V (\mathbf{H}_m^*, \mathbf{m}) dv \right) + \omega_m \int_V (\mathbf{E}_m^*, \mathbf{j}) dv \right]}{N(\omega^2 - \omega_m^2)}.$$

При  $\omega = \omega_m$  наблюдается резонанс и амплитуды стремятся к бесконечности, так как не учитываются потери в резонаторе. Если учесть потери, в знаменателе появляется вещественное слагаемое, ограничивающее рост амплитуд полей. Интегралы в числителях позволяют оценить вклад тех или иных источников в амплитуды полей. Электрические токи реализуются чаще всего в виде штырей, вводимых внутрь резонатора, магнитные токи – в виде петель, один из концов которых соединен со стенкой резонатора (вектор индукции, создаваемый током, протекающим по проводнику петли, можно рассматривать как эквивалентную плотность магнитного тока  $\mathbf{m}$ ). Касательная составляющая электрического поля  $\mathbf{E}_\tau$  появляется на отверстии, возбуждаемом извне. В зависимости от направления источника возбуждения ( $\mathbf{m}, \mathbf{j}, \mathbf{E}_\tau$ ) по отношению к направлению полей  $\mathbf{E}_m, \mathbf{H}_m$  в месте нахождения источника вклад его изменяется. Надо отметить, что источники предполагаются заданными; на самом же деле поле в резонато-

ре влияет на источники и точное значение амплитуд полей может быть получено в виде решения самосопряженной задачи, когда искомые амплитуды входят в выражения, описывающие источники.

#### **6.4. Эквивалентные параметры отрезков ЛП, используемых в качестве резонаторов**

Обычно устройства СВЧ разрабатывают на основе схемы прототипа из сосредоточенных элементов, которые затем заменяются элементами СВЧ. Резонаторы используются в АГ СВЧ и полосно-пропускающих фильтрах (ППФ) СВЧ на основе связанных резонаторов. Частотные зависимости реактивных сопротивлений резонаторов и контуров должны совпадать, по крайней мере в области полосы пропускания ППФ и около нее, а также на резонансной частоте АГ. Для сосредоточенных элементов эти зависимости пропорциональны частоте, для резонаторов они нелинейно зависят от нее. В качестве критерия совпадения характеристик примем равенство углов их наклона вблизи резонансных частот контура и резонатора. Параллельный контур замещается резонатором в виде закороченного на конце отрезка ЛП длиной  $\lambda/4$ . Полное реактивное сопротивление параллельного контура

$$X_k = \frac{\omega L}{1 - (\omega/\omega_0)^2}, \text{ где } \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \text{ - резонансная частота контура.}$$

Для резонатора  $X_p = Z_0 \operatorname{tg} kl = Z_0 \operatorname{tg} \omega \sqrt{\epsilon \mu} l$ , где  $Z_0$  – волновое сопротивление отрезка ЛП;  $\epsilon, \mu$  – параметры среды, заполняющей ЛП;  $l$  – геометрическая длина отрезка. Если  $\mu = \mu_0$ , то  $\sqrt{\epsilon \mu} = \sqrt{\epsilon_{er}} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \sqrt{\epsilon_{er}}/c$ , где  $\epsilon_{er}$  – эффективная диэлектрическая проницаемость ЛП;  $c$  – скорость света в свободном пространстве. Тогда  $X_p = Z_0 \operatorname{tg} \frac{\omega \sqrt{\epsilon_{er}} l}{c}$ . Очевидно, что при  $\omega = \omega_0$  аргумент тангенса равен  $\pi/2$ . Представим частоту  $\omega = \omega_0 + \Delta\omega = \omega_0(1 + \Delta\omega/\omega_0)$ , где  $\Delta\omega$  – отклонение от резонансной частоты. Если полоса пропускания ППФ гораздо меньше центральной частоты,

$$X_k = \frac{\omega_0(1 + \Delta\omega/\omega_0)L}{\left[1 - \left(\frac{\omega_0(1 + \Delta\omega/\omega_0)}{\omega_0}\right)^2\right]} = -\frac{\omega_0(1 + \Delta\omega/\omega_0)L}{2\frac{\Delta\omega}{\omega_0} + \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2} \approx -\frac{\omega_0 L}{2\frac{\Delta\omega}{\omega_0}}. \text{ Так как } \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1,$$

значение сопротивления резонатора будет равно

$$X_p = Z_0 \operatorname{tg} \left[ \omega_0 \left( 1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right) \frac{\sqrt{\varepsilon_{er}} l}{c} \right] = Z_0 \operatorname{tg} \left( \frac{\pi}{2} + \frac{\Delta\omega \sqrt{\varepsilon_{er}} l}{c} \right) =$$

$$= - \frac{Z_0}{\operatorname{tg} \frac{\Delta\omega \sqrt{\varepsilon_{er}} l}{c}} = - \frac{Z_0}{\operatorname{tg} \frac{\pi \Delta\omega}{2\omega_0}}.$$

Так как тангенс малого аргумента равен самому аргументу, получим равенство:  $\frac{\omega_0 L}{2 \Delta\omega / \omega_0} = \frac{Z_0}{\pi \Delta\omega / 2\omega_0}$ , откуда следует  $Z_0 = \frac{\pi \omega_0 L}{4}$ , или  $L = \frac{4Z_0}{\omega_0 \pi}$ . Пе-

рейдём теперь к определению эквивалентных параметров последовательного контура и резонатора в виде полуволнового отрезка ЛП. Реактивные сопротивления контура и резонатора равны:  $X_k = \omega L \left[ 1 - (\omega_0 / \omega)^2 \right]$ ,

$X_p = Z_0 \operatorname{tg} \left( \omega \sqrt{\varepsilon_{er}} l / c \right)$ , причем аргумент тангенса на частоте  $\omega = \omega_0$  равен  $\pi$ .

Тогда, представляя частоту через ее приращение относительно  $\omega_0$ , получим

равенство:  $2\omega_0 L \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \pi Z_0 \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ , откуда следуют выражения для эквивалент-

ной индуктивности и волнового сопротивления отрезка ЛП:  $L = Z_0 / 4f_0$ ,  $Z_0 = 4f_0 L$ . Необходимо отметить, что диапазон возможных реализаций волнового сопротивления отрезка ЛП значительно уже, чем диапазон возможных значений индуктивностей контуров прототипного ППФ. Для микрополосковых элементов он равен примерно 10: от 20 до 200 Ом.

## 7. ФИЛЬТРЫ СВЧ

Фильтры СВЧ проектируются на основе «прототипных» фильтров, которые представляют собой фильтры на сосредоточенных элементах, АЧХ и ФЧХ которых совпадают с таковыми для разрабатываемых фильтров СВЧ. Прототипные фильтры имеют такое же характеристическое сопротивление, как фильтры СВЧ, и могут проектироваться расчетным путем [1]–[3] и с помощью программных средств. Фильтр СВЧ создается путем замены сосредоточенных элементов прототипного фильтра отрезками тех или иных ЛП, импедансы которых равны импедансам сосредоточенных элементов. К сожалению, частотные зависимости импедансов сосредоточенных элементов (индуктивностей и емкостей) отличаются от таковых для отрезков линий передачи и их равенство может быть достигнуто только в ограниченной частот-

ной области. При замене необходимо выбирать параметры отрезков так, чтобы минимизировать это несоответствие. Далее рассмотрены фильтры нижних частот (ФНЧ) СВЧ и полосно-пропускающие фильтры СВЧ.

$C = k_C C_0 = \frac{k_C R_1}{\omega_c R_1}$ ,  $L = k_L L_0 = \frac{k_L R_1}{\omega_c}$ ,  $\omega_c = 2\pi f_c$  – частота среза, коэффициенты

$k_C$ ,  $k_L$  обеспечивают ту или иную полиномиальную характеристику (Баттерворта, Чебышева и др.) фильтра. Параллельное соединение  $C_1$  и  $R_1$  обозна-

чим  $Z_l = \frac{R_1}{1 + j\omega C_2 R_1}$ . Тогда сопротивление на входном (левом) конце индук-

тивности (без учета емкости  $C_1$ ) будет равно  $Z_i = j\omega L + Z_l$ .

Рассмотрим выбор параметров отрезков ЛП на примере ФНЧ третьего порядка, схема прототипа которого приведена на рис. 7.1. Здесь  $R_1$  – характеристическое сопротивление фильтра,  $C_1 = C_2 = C$ .

Заменим индуктивность отрезком ЛП TL1 с волновым сопротивлением  $Z_0$ , включенным последовательно с нагрузкой (рис. 7.2); входное сопротивление

$Z_i = \frac{Z_l + jZ_0 \operatorname{tg} kl}{1 + jZ_l \operatorname{tg} kl / Z_0}$ , где  $l$  – геометрическая длина отрезка;  $k = 2\pi / \lambda$ .

Очевидно несоответствие между обоими выражениями. Приближенное соответствие может быть получено, если минимизировать второе слагаемое в знаменателе последней формулы. Это можно сделать, уменьшив значение тангенса и увеличив значение  $Z_0$  по сравнению с  $Z_l$ . Уменьшение  $\operatorname{tg} kl = \operatorname{tg}(\omega \sqrt{\epsilon_{er}} l / c)$  (где  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в свободном пространстве;  $\epsilon_{er}$  – относительная эффективная диэлектрическая проницаемость для ЛП) положительно скажется на частотных характеристиках ФНЧ, так как

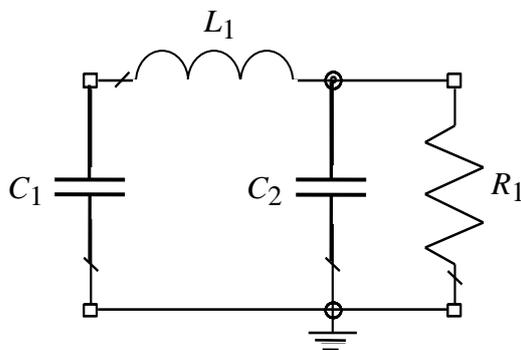


Рис. 7.1

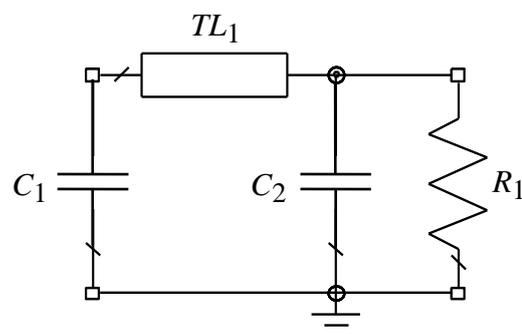


Рис. 7.2

благодаря малости аргумента функция тангенса в области полосы пропускания фильтра будет почти линейно зависеть от частоты. Если принять значение аргумента равным 0,3, то значение тангенса будет равно 0,3093, т. е. будет отличаться от аргумента на 3 %. При уменьшении частоты (в области полосы пропускания ФНЧ) тангенс будет изменяться практически линейно. На частоте среза можно записать равенство:  $\omega_c L = Z_0 \operatorname{tg}(\omega_c \sqrt{\varepsilon_{er}} l / c)$ . На этой частоте  $\omega_c L = k_L R_1$  и  $\operatorname{tg} kl = k_L R_1 / Z_0$ . Оценим значение второго слагаемого в знаменателе выражения для  $Z_i$  на частоте среза:  $\frac{Z_l}{Z_0} \operatorname{tg} kl = \frac{R_1(1 - jk_C)}{1 + k_C^2} \operatorname{tg} kl$ .

Модуль этого слагаемого равен  $\frac{R_1 \operatorname{tg} kl}{Z_0 \sqrt{1 + k_C^2}}$ , подставив сюда значение танген-

са, получим:  $\frac{R_1^2 k_L}{Z_0^2 \sqrt{1 + k_C^2}}$ . Минимальное значение  $k_C$  порядка единицы, мак-

симальное значение  $k_L$  порядка двух. Тогда модуль будет примерно равен  $\sqrt{2} R_1^2 / Z_0^2$ . Потребуем, чтобы его значение было бы равно 0,1, при этом модуль знаменателя будет отличен от единицы на 10 %. Отсюда оценка для волнового сопротивления:  $Z_0 = R_1 \cdot 3,75$ . Таким образом, волновое сопротивление последовательной линии, заменяющей индуктивность, надо выбирать по правилу  $Z_0 \approx 4R_1$ . Перейдем теперь к параллельным реактивностям. Они имеют емкостный характер и при замене их на отрезки ЛП (разомкнутые на конце, с  $l < \lambda/4$ ) должно выполняться приближенное равенство:

$$\frac{1}{\omega C} = \frac{Z_{0C}}{\operatorname{tg}(\omega \sqrt{\varepsilon_{er}} l_C / c)},$$

где  $Z_{0C}, l_C$  – волновое сопротивление и геометриче-

ская длина этих отрезков соответственно. Для обеспечения линейности частотной оси примем аргумент тангенса равным 0,3 и потребуем выполнения равенства на частоте среза  $f_c$ . Отсюда получаем выражение:

$$Z_{0C} = 1,05 R_1 \omega_c \sqrt{\varepsilon_{er}} l_C / c k_C.$$

Длина отрезка линии определится выражением  $\omega_c \sqrt{\varepsilon_{er}} l_C / c = 0,3$ . Подставив частоту среза в гигагерцах, получим длину ли-

нии в миллиметрах:  $l_C = 14,324 / f_c \sqrt{\varepsilon_{er}}$ . Соответственно получим волновое сопротивление  $Z_{0C} = 0,315 R_1 / k_C$ . Таким образом, волновое сопротивление

отрезка линии передачи, заменяющего емкость, примерно в 3 раза меньше характеристического сопротивления ФНЧ. Необходимо иметь в виду, что  $Z_0, \epsilon_{er}$  различны для последовательного и параллельных отрезков ЛП. При выборе волнового сопротивления параллельного отрезка в соответствии с приведенным критерием его ширина становится больше длины и четкой структуры ФНЧ не получается. Удобно использовать в качестве емкостей отрезки секториальной ЛП, которые подсоединяются к концам ЛП острями сектора, что позволяет точно локализовать место подключения. Приближенно емкость такого отрезка можно оценить как  $C = \frac{7,722\epsilon_r R_0^2 \Theta \cdot 10^{-4}}{H}$ , где  $C$  –

емкость, пФ;  $R_0$  – радиус секториального отрезка;  $H$  – толщина подложки в см;  $\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость подложки;  $\Theta$  – угол раскрытия отрезка в градусах. При заданной емкости значение радиуса можно

оценить как  $R_0 = 36 \sqrt{\frac{CH}{\epsilon_r \Theta}}$ . Если воспользоваться значением  $R_1$  характери-

стического сопротивления ФНЧ, то  $R_0 = 454,16 \sqrt{\frac{H}{f_c R_1 \epsilon_r \Theta}}$ , где  $f_c$  – частота

среза ФНЧ в ГГц. Структура ФНЧ СВЧ показана на рис. 7.3. Здесь  $TL_1, TL_4$  – подводящие линии;  $TL_3$  – линия, реализующая индуктивность;  $TL_2, TL_5$  – линии, реализующие емкости.

ППФ на сосредоточенных элементах строится на основе прототипного ФНЧ, форма частотных характеристик которого совпадает с таковыми для ППФ. Основой для создания ППФ на сосредоточенных элементах является ФНЧ, АЧХ и ФЧХ которого смещаются из точки  $\omega = 0$  в точки  $\omega = \pm\omega_0$ , где

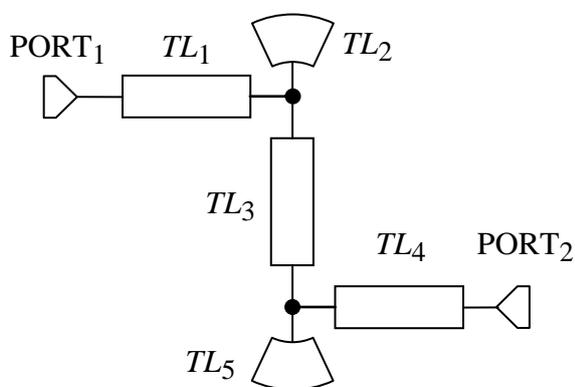


Рис. 7.3

$\omega_0$  – центральная частота полосы пропускания ППФ. Для ФНЧ с идеальными (без потерь) компонентами на частоте  $\omega = 0$  для получения единичного коэффициента передачи сопротивления параллельных элементов должны быть равными бесконечности, а для последовательных – нулю. На частоте среза  $\omega_c$  модули сопротивле-

ний параллельных элементов должны быть равными  $R_1/k_C$ , а для последовательных –  $R_1k_L$ . Для обеспечения идентичности вида АЧХ и ФЧХ ППФ характеристикам «прототипного» ФНЧ необходимо, чтобы на частоте  $\omega_0$  для элементов ППФ выполнялись те же требования, что для элементов ФНЧ на частоте  $\omega=0$ , а на частотах  $\omega_0 \pm \omega_c$  – те же требования, что для элементов ФНЧ на частоте  $\omega_c$ . Из первого условия следует, что параллельные элементы ППФ есть параллельные резонансные контуры с частотой резонанса  $\omega_0$ , а последовательные элементы – последовательные резонансные контуры с такой же резонансной частотой. Второе условие позволяет определить значения индуктивностей и емкостей контуров. Обозначим эквивалентные параметры параллельных резонаторов индексами  $p$ , а последовательных – индексами  $s$ , и на основании обоих условий получим выражения для определения всех реактивностей ППФ:

$$L_p = \frac{R_1 \left[ 2\omega_c/\omega_0 \pm (\omega_c/\omega_0)^2 \right]}{k_C \omega_0 (1 \pm \omega_c/\omega_0)}, \quad L_s = \frac{R_1 k_L (1 \pm \omega_c/\omega_0)}{\omega_0 \left[ 2\omega_c/\omega_0 \pm (\omega_c/\omega_0)^2 \right]}.$$

Поскольку  $2\omega_c = 2\pi(2f_c) = 2\pi B$ , где  $B$  – полоса пропускания ППФ, последние два выражения примут вид:

$$L_p = \frac{R_1 \left[ B/f_0 \pm \frac{1}{4}(B/f_0)^2 \right]}{k_C 2\pi f_0 (1 \pm B/2f_0)}, \quad L_s = \frac{R_1 k_L (1 \pm B/2f_0)}{2\pi f_0 \left[ B/f_0 \pm (B/2f_0)^2 \right]}.$$

Если  $B \ll f_0$ , то можно воспользоваться приближенными выражениями:

$$L_p \approx \frac{R_1 B}{2k_C \pi f_0^2}, \quad L_s \approx \frac{k_L R_1}{2\pi B}.$$

На рис. 7.4 приведена схема прототипного ППФ фильтра третьего порядка (порядок определяется числом резонаторов). Часто последовательные контуры практически нереализуемы ввиду чрезмерно малых  $C_s$  или чрезмерно больших  $L_s$ . В этом случае переходят к ППФ на основе параллельных резонаторов, связанных сосредоточенными реактивностями, чаще всего емкостями. На рис. 7.5 показана схема такого ППФ, эквивалентная схеме рис. 7.4 (емкости  $C_c$  есть емкости связи). В отечественной литературе они именуется «квазиполиномиальными» фильтрами, в англоязычной – Coupled Resonators Filters [3].

Наиболее полное изложение теории и методов расчета таких фильтров можно найти в разд. 6 фундаментального руководства по синтезу фильтров [3]. Так как характеристики ППФ определяются его порядком – числом резонаторов, то при замене  $n$  последовательных резонаторов реактивностями необходимо добавить такое же число параллельных резонаторов. В [3] приведены таблицы для расчета ППФ вплоть до 10-го порядка с различными характеристиками АЧХ и ФЧХ. Однако для получения схемы прототипного ППФ для проектирования СВЧ ППФ можно воспользоваться программными средствами (AADE Filter Design and Analysis ([www.aade.com](http://www.aade.com)), бесплатная программа и AWR Design Environment, версии начиная с 2002, в меню Tools/Manage Addins.../Filter Synthesis Wizard).

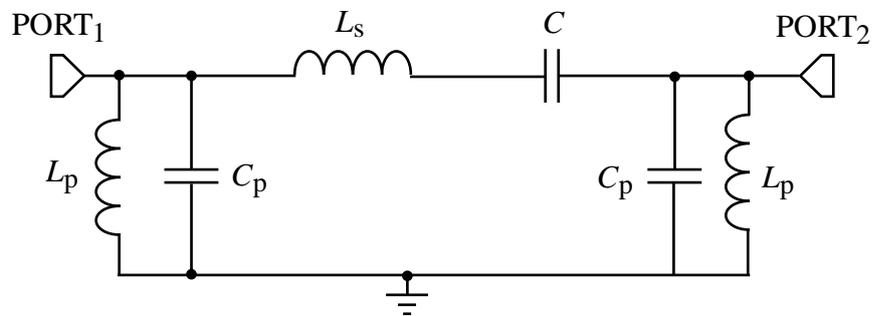


Рис. 7.4

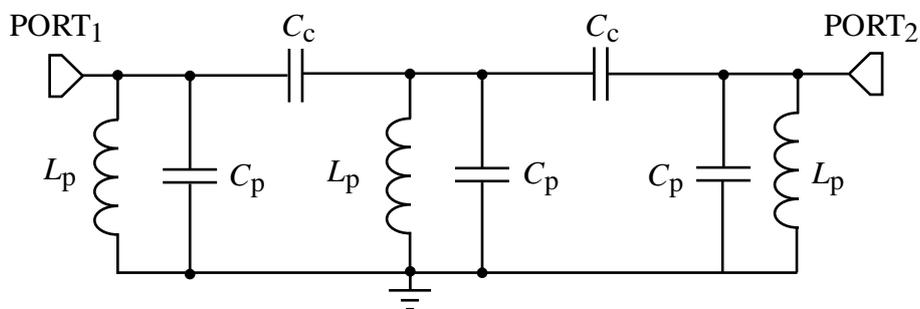


Рис. 7.5

ППФ СВЧ реализуются как структуры из резонаторов в виде отрезков ЛП, замещающих параллельные и последовательные контуры в прототипном ППФ. При расчете последнего определяются значения индуктивностей и емкостей, входящих в ППФ. Замещающие резонаторы должны иметь параметры, обеспечивающие эти значения. Частотные зависимости реактивных сопротивлений резонаторов и контуров должны совпадать, по крайней мере в области полосы пропускания ППФ и около нее. Для сосредоточенных элементов эти зависимости пропорциональны частоте, для резонаторов они нелинейно зависят от нее. В качестве критерия совпадения характеристик при-

мем равенство углов их наклона вблизи резонансных частот контура и резонатора (см. 6.4). Реактивности связи (емкости) могут быть выполнены в виде чиповых элементов или в виде встречно-штыревых структур. На рис. 7.6 изображена схема такого ППФ на отрезках ЛП, прототипом которого стала схема на рис. 7.5.

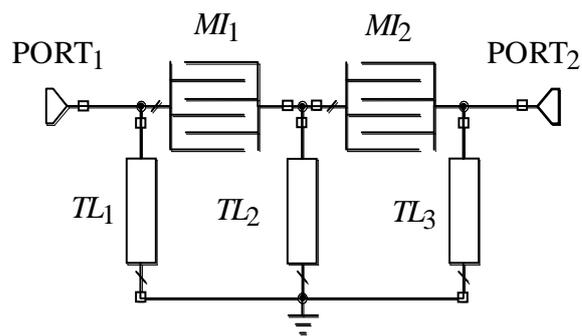


Рис. 7.6

Здесь  $TL_1, TL_2, TL_3$  – четвертьволновые резонаторы,  $MI$  – емкости связи в виде встречно-штыревых структур. Часто такие ППФ используют не сосредоточенные элементы связи и отдельные резонаторы, а отрезки связанных ЛП. Далее приведены конструкции подобных фильтров.

На рис. 7.7 изображен ППФ на связанных МПЛ. Здесь использованы полуволновые резонаторы, разомкнутые на концах, так что связь между ними осуществляется за счет электрического поля.

На рис. 7.8 показан похожий ППФ, но со связью за счет емкостей между концами МПЛ. Так как добротность МПЛ невелика, ППФ часто делают в виде закрытой металлической коробки, внутри которой располагаются четвертьволновые резонаторы (рис. 7.9). Эти резонаторы связаны друг с другом за счет пространственного поля, конструкция этого ППФ называется встреч-

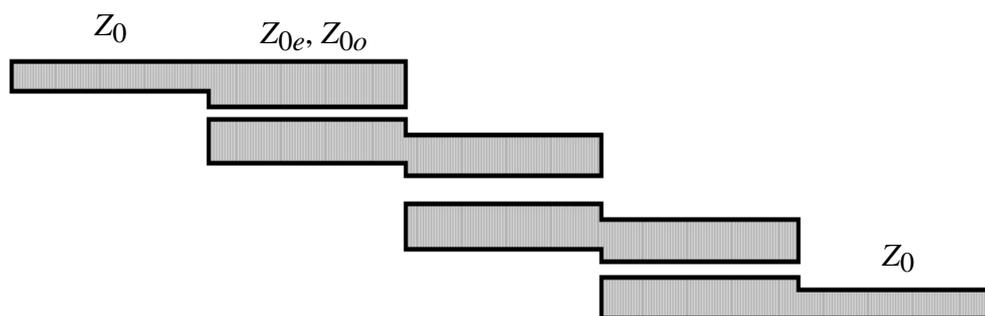


Рис. 7.7

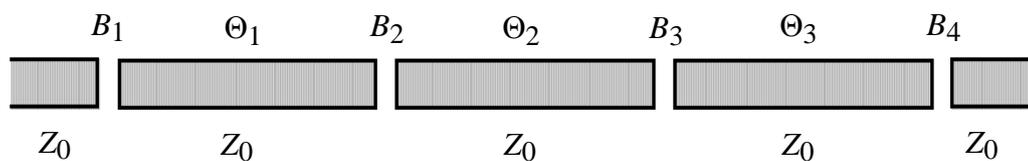


Рис. 7.8

но-штыревой. Добротность резонаторов (штырей) значительно выше, чем у МПЛ, потерь меньше и появляется возможность создания более узкополосных фильтров.

На рис. 7.10 показана структура волноводного ППФ. Здесь в качестве резонаторов используются отрезки волновода, ограниченные соседними диафрагмами, а сами индуктивные диафрагмы являются элементами связи между резонаторами. Схема прототипного фильтра приведена на рис. 7.11.

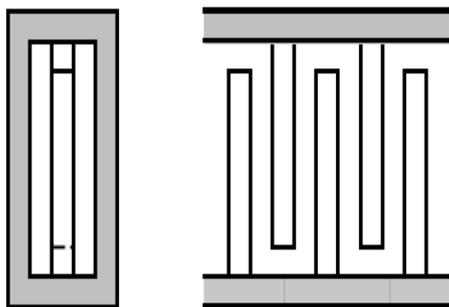


Рис. 7.9

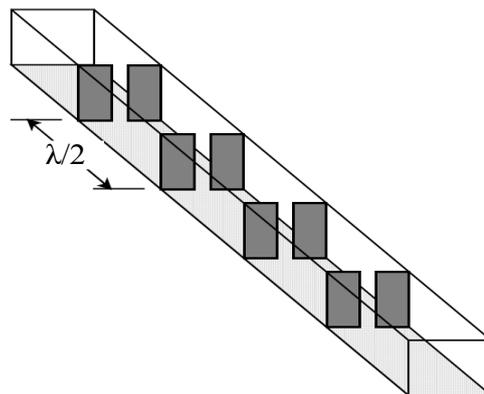


Рис. 7.10

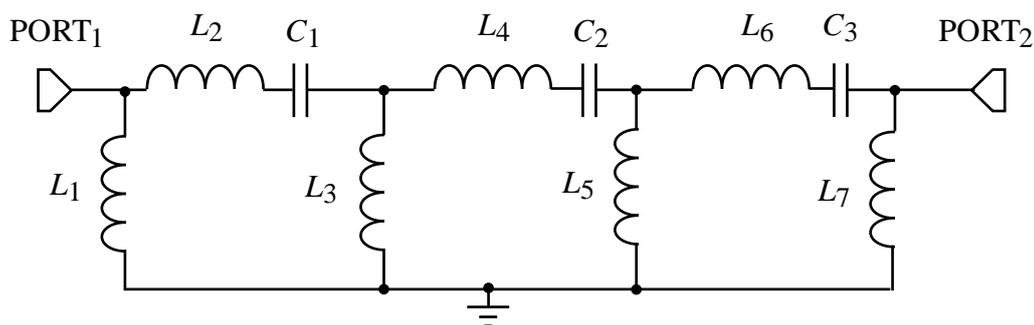


Рис. 7.11

Фильтры верхних частот (ФВЧ) не могут быть реализованы на отрезках ЛП ввиду многорезонансных частотных характеристик этих отрезков (верхняя частота полосы пропускания ФВЧ лежит в бесконечности).

## 8. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

Параметрические устройства (ПУ) – цепи, параметры которых изменяются внешним управляющим сигналом вне зависимости от входного сигнала. К ним относятся ключи, переключатели, преобразователи частоты входного сигнала (ПЧ). ПУ линейны по входному сигналу.

## 8.1. Теоретические сведения

### 8.1.1. Идеальный ключевой преобразователь частоты

Рассмотрим схему, изображенную на рис. 8.1. Источник гармонического напряжения  $V_1$  через трансформатор  $T_1$  питает цепь из последовательно соединенных ключа  $J_1$  и сопротивления  $R_1$ . При замкнутом ключе сигнал без какого-либо ослабления поступает на сопротивление. Коэффициент передачи цепи при этом равен единице. Если ключ разомкнут, то сигнал на сопротивлении отсутствует и коэффициент передачи цепи равен нулю.

Пусть ключ замыкается на время  $\tau$  с периодом  $T = 2\pi/\Omega$ . Тогда его коэффициент передачи  $H(j\Omega)$  будет иметь вид последовательности однополярных прямоугольных импульсов длительностью  $\tau$  с периодом  $T$ . Эту последовательность можно представить в виде разложения в ряд Фурье:

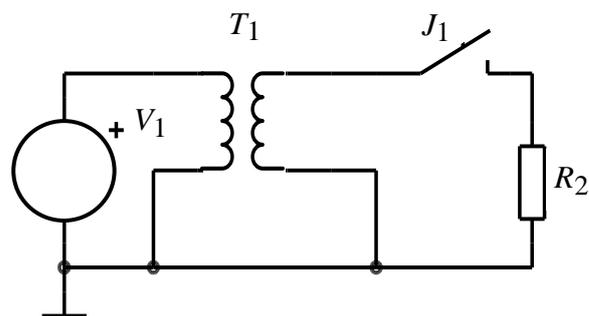


Рис. 8.1

$$H(t) = \frac{\tau}{T} \left[ 1 + 2 \sum_1^{\infty} \text{sinc} \frac{n\pi\tau}{T} \cos(n\Omega t) \right].$$
 Пусть источник  $V_1$  генерирует гармонический сигнал вида  $U(t) = U_m \cos(\omega t)$ , тогда напряжение на сопротивлении  $R$

$$U_R(t) = \frac{\tau}{T} U_m \cos(\omega t) + \frac{\tau}{T} U_m \sum_1^{\infty} \text{sinc} \frac{n\pi\tau}{T} \{ \cos[(\omega + n\Omega)t] + \cos[(\omega - n\Omega)t] \}.$$

В этом выражении первое слагаемое представляет составляющую входного сигнала, поступившую на нагрузку (сопротивление  $R_1$ ) при замыкании ключа, сигналы внутри фигурных скобок называются комбинационными составляющими  $n$ -порядка. Амплитуда этих составляющих зависит от отношения  $\tau/T$  и значения  $\text{sinc}(n\pi\tau/T)$ . При преобразовании частоты обычно используются комбинационные составляющие первого порядка ( $n=1$ ). Для них максимальное значение получается при  $\tau = T/2$ , при котором значение функции  $\text{sinc}(\pi/2) = 2/\pi$ . Тогда их абсолютная амплитуда равна  $U_m/\pi$ , а относительная (относительно амплитуды  $U_m$ ) равна  $\pi^{-1} = 0,3183$ , или  $-9,943$  дБ. Эта величина называется потерями преобразования. Относительно большие потери объясняются тем, что часть мощности входного сигнала выделяется в

нагрузке при замкнутом ключе. Потери определяются постоянной составляющей разложения функции  $H(t)$  в ряд Фурье. Очевидно, что устранить это прохождение можно с помощью функции  $H(t)$ , не имеющей постоянной составляющей. Такая функция есть двуполярный меандр с максимумом, равным 1, и минимумом, равным  $-1$ .

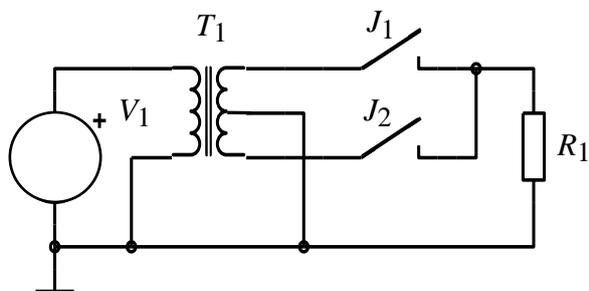


Рис. 8.2

В таком преобразователе входной сигнал поступает в нагрузку все время, и вся его мощность преобразуется в мощность комбинационных составляющих. Другим достоинством ключевых схем является отсутствие в спектре выходного сигнала составляющих с частотой  $\Omega$  (опорной или гетеродинной частотой). Реализовать такую схему можно с помощью трансформатора с дифференциальной вторичной обмоткой (в качестве фазовращающей цепи) и двух ключей, работающих по очереди, как показано на рис. 8.2. Такие преобразователи, в выходном спектре которых отсутствуют компоненты входного и опорного сигналов, называют двухбалансными (двойные балансные). В качестве ключей могут использоваться как СВЧ-преобразовательные диоды, так и биполярные или полевые транзисторы. Диодные ПЧ имеют потери преобразования порядка  $-5\dots-6$  дБ, транзисторные ПЧ дают небольшое усиление, однако они сложнее диодных ввиду необходимости подавать напряжение питания транзисторов.

### 8.1.2. Диодные преобразователи частоты

В простейшем небалансном ПЧ используется всего один диод. Упрощенная схема такого устройства изображена на рис. 8.3. Здесь  $V_1$  – источник преобразуемого сигнала,  $V_2$  – источник опорного (гетеродинного) сигнала,  $T_1$  и  $T_2$  – разделительные трансформаторы,  $D_1$  – диод,  $R_1$  – сопротивление нагрузки. Диодный ключ открывается напряжением источника  $V_2$  (предполагается, что оно имеет вид двуполярного меандра) и преобразуемый сигнал проходит в нагрузку в течение половины периода меандра. Очевидно, что параметры этого преобразователя такие же, как у одноключевого. Однако у данного устройства есть один существенный недостаток: так как через диод и

обмотки трансформатора течет ток, вызванный опорным сигналом, этот сигнал присутствует на нагрузке  $R_1$ . Данный недостаток отсутствует в двухдиодном «однобалансном» преобразователе (рис. 8.4). В этой схеме оба диода подключены к противоположным выводам дифференциальных обмоток трансформаторов  $T_1$  и  $T_2$ . Они одновременно открываются положительным напряжением опорного генератора  $V_2$ . Токи, вызванные этим напряжением, текут в половинках дифференциальной обмотки  $T_1$  в противоположные стороны, уравновешивая друг друга.

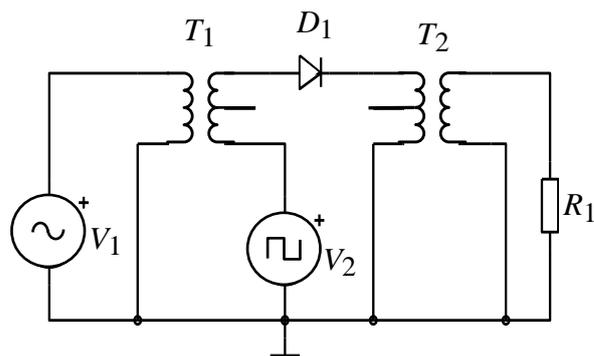


Рис. 8.3

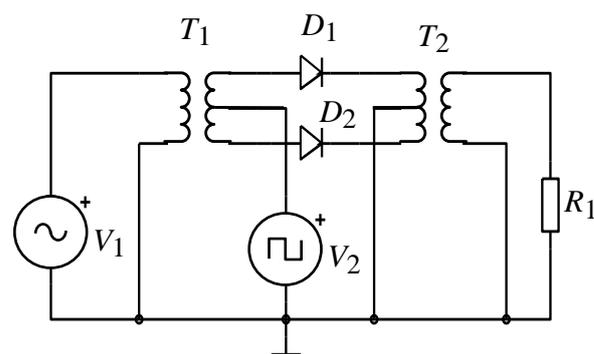


Рис. 8.4

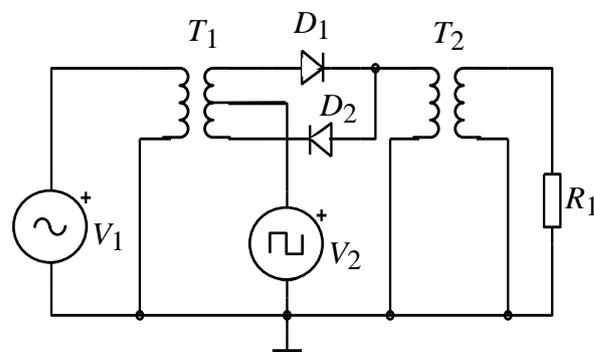


Рис. 8.5

Если параметры диодов одинаковы и обмотка симметрична, то на нагрузке напряжение опорного сигнала будет отсутствовать. Токи преобразуемого сигнала в половинках обмотки текут в одну и ту же сторону (ввиду противофазности сигналов на концах дифференциальной обмотки  $T_1$ ) и суммируются. Существует другой вариант однобалансного ПЧ (рис. 8.5). Здесь диоды включены встречно и открываются опорным двуполярным напряжением поочередно ( $D_1$  открывается при положительном периоде опорного сигнала,  $D_2$  – при отрицательном). Токи сигнала протекают через первичную обмотку трансформатора  $T_2$  по очереди в разных направлениях, что приводит к подавлению преобразуемого сигнала на нагрузке и уменьшает потери преобразования, так как сигнал проходит к нагрузке все время. Токи, вызванные опорным сигналом в первичной обмотке  $T_2$ , текут в одном и

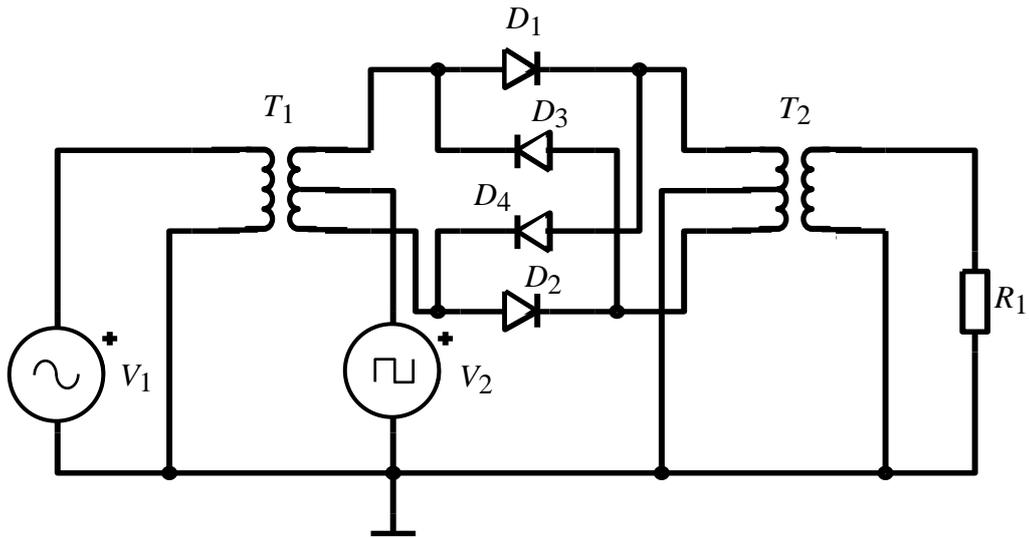


Рис. 8.6

том же направлении, в результате чего сигнал всегда присутствует на нагрузке. Это существенный недостаток, так как данный сигнал достаточно велик.

Указанный недостаток отсутствует в четырехдиодном двухбалансном преобразователе (рис. 8.6). По своим параметрам этот преобразователь полностью эквивалентен ключевому двухбалансному ПЧ, рассмотренному ранее. Подавление опорного сигнала обеспечивается теми же средствами, что и у преобразователя на рис. 8.4. Подавление преобразуемого сигнала обеспечивается инверсией (изменением знака с положительного на отрицательный) коэффициента передачи за счет диодов  $D_3$  и  $D_4$ , которые открываются во время отрицательного перепада опорного напряжения, и ток в первичной обмотке трансформатора  $T_2$  меняет направление. Следует отметить, что в схеме на рис. 8.6 четыре диода соединены в кольцо, поэтому ее часто называют «кольцевым ПЧ».

## 8.2. Диодные СВЧ-преобразователи частоты

В схемах, приведенных ранее, для связи диодов ПЧ с входом и выходом в качестве фазовращающих и развязывающих устройств применяются трансформаторы, в том числе с дифференциальной обмоткой. На радиочастотах (до 500...2000 МГц) используются трансформаторы с ферритовыми сердечниками. На СВЧ (более 2 ГГц) вместо таковых применяются МУ (микроструктурные или из сосредоточенных элементов), с помощью которых обеспечиваются 2 противофазных сигнала с равными амплитудами. Необходимо иметь в виду, что в трансформаторах на выводах дифференциальной обмотки противофазные сигналы появляются одновременно с подачей сигнала на первичную обмотку, в то время как в МУ противофазные сигналы

формируются за счет разного времени прохождения сигналов в соответствующих ветвях. Чаще всего в качестве фазовращающих и развязывающих МУ СВЧ в балансных ПЧ используются кольцевые восьмиполюсники (гибридные кольца, в английской литературе – Hybreed, Ratrace), обеспечивающие 2 сигнала с половинными (по отношению к входному сигналу) мощностями, сдвинутыми по фазе на  $180^\circ$ . На частотах до 3...5 ГГц для уменьшения размеров ПЧ МУ выполняются на сосредоточенных элементах. Диоды подсоединяются к выходным портам входного МУ, другие их выводы подсоединяются к выходному МУ (или трансформатору с дифференциальной первичной обмоткой), которое необходимо для компенсации фазовых сдвигов, полученных в первом МУ. Так как эта компенсация реализуется уже на промежуточной частоте, то второе МУ рассчитывается на частоте, равной промежуточной (при использовании трансформатора в этом нет необходимости). Так как МУ (как в микрополосковом исполнении, так и на сосредоточенных элементах) обладают фильтрующим действием на частотах выше промежуточной, то спектр выходного сигнала ПЧ получается более чистым, чем при использовании трансформатора, в особенности при использовании варианта на сосредоточенных элементах, являющегося по существу ФНЧ.

В качестве диодов в СВЧ ПЧ чаще всего используются диоды с барьером Шотки, обладающие небольшими потерями, малыми емкостями и индуктивностями выводов и малыми размерами. В качестве развязывающих (изолирующих по высокой частоте) индуктивностей и разделительных и блокирующих (замыкающих высокочастотный сигнал на «землю») конденсаторов используются «чиповые» элементы. Схема балансного ПЧ СВЧ приведена на рис. 8.7. Здесь на входе использован синфазно-противофазный мост на отрезках ЛП (входной сигнал подается в порт 1, опорный в порт 3, диоды присоединены к портам 2 и 4) и такой же мост на СРЭ на выходе. Для частот до 5...10 ГГц имеет смысл и на входе использовать такой же мост. Так как промежуточная частота обычно не превышает нескольких сотен мегагерц, то на выходе можно использовать широкополосный трансформатор с входной дифференциальной обмоткой. Качество ПЧ определяется следующими характеристиками: потерями преобразования, коэффициентом шума, степенью подавления входного и опорного (гетеродинного) сигналов на выходе ПЧ. Потери преобразования  $L_m = P_{if}/P_{rf}$ , где  $P_{rf}$  – мощность преобразуемого сигнала на входе;  $P_{if}$  – мощность преобразованного сигнала на выходе ПЧ.

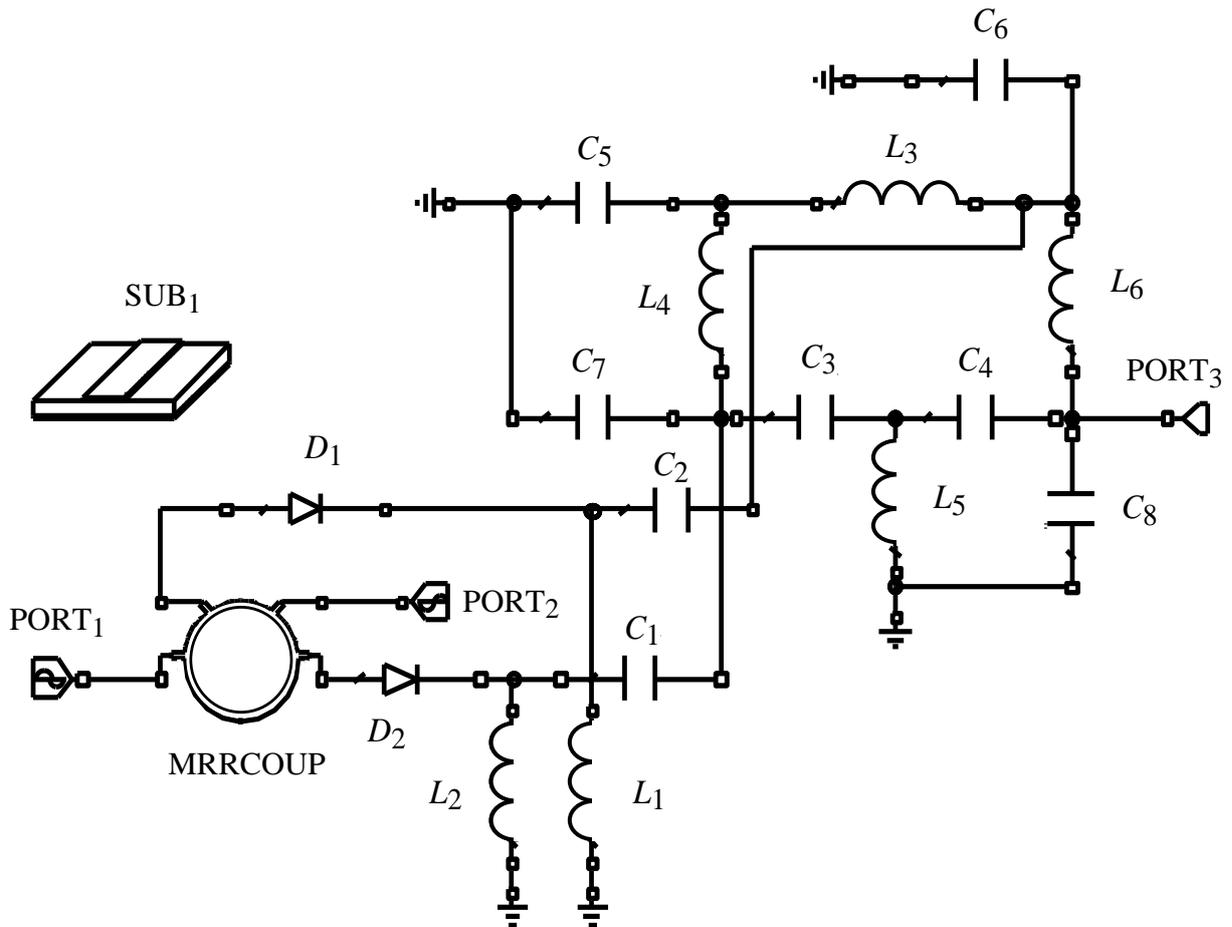


Рис. 8.7

Коэффициент шума (в первом приближении, без учета шумового вклада диодов) равен потерям преобразования. Степени подавления входного  $L_{rf-if}$  и опорного  $L_{lo-if}$  сигналов определяются как  $L_{rf-if} = P_{rf}/P_{rfm}$  и  $L_{lo-if} = P_{lo}/P_{lom}$ , где  $P_{rfm}$  – мощность входного сигнала на выходе ПЧ;  $P_{lo}$  – мощность опорного сигнала;  $P_{lom}$  – мощность опорного сигнала на выходе ПЧ.

### 8.3. Коммутаторы на основе $p-i-n$ -диодов

На СВЧ кроме диодов с  $p-n$ -переходом или с барьером Шотки используются диоды, у которых между  $p$ - и  $n$ -слоями располагается нелегированный слой полупроводника (intrinsic semiconductor), называемые  $p-i-n$ -диодами. Конструкция и эквивалентная схема такого устройства показана на рис. 8.8. Слой  $i$ , располагающийся между тонкими  $p$ - и  $n$ -слоями, имеет большую протяженность, поэтому в запертом состоянии слой  $i$  эквивалентен диэлектрику, его сопротивление  $R_p$  велико (порядка десятков тысяч Ом), а емкость  $C_T$  между слоями  $p$  и  $n$  мала и схема диода соответствует правому

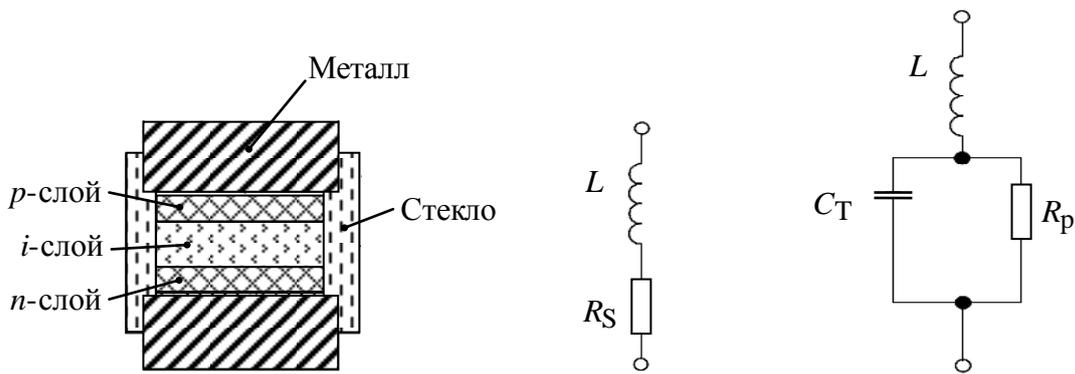


Рис. 8.8

рисунку. В открытом состоянии сопротивление  $i$ -области  $R_S$  падает до значений порядка единиц Ом (центральный рисунок). Элемент  $L$  есть индуктивность вводов диода. Благодаря большим размерам  $i$ -области  $p$ - $i$ - $n$ -диод способен рассеять довольно большую мощность в открытом состоянии (порядка единиц ватт в отличие от диодов с  $p$ - $n$ -переходом и барьером Шотки) и поэтому может коммутировать довольно большие мощности (до сотен ватт). Однако время переключения его  $\geq 100$  нс – заметно больше (примерно на два порядка) по сравнению с упомянутыми выше диодами. Для надежного запирания диода к нему надо прикладывать отрицательное напряжение, для отпираания – положительное. Ток управления диода может достигать до десятков миллиампер.

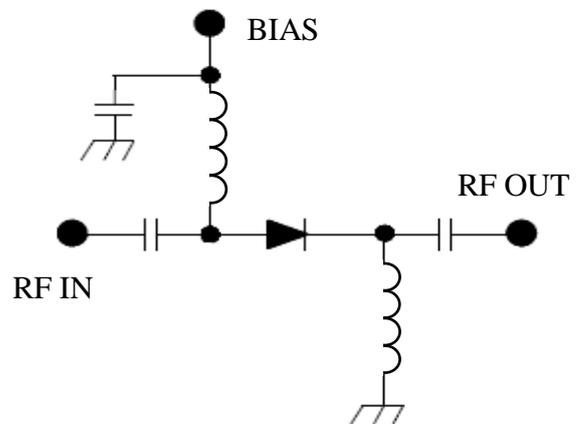


Рис. 8.9

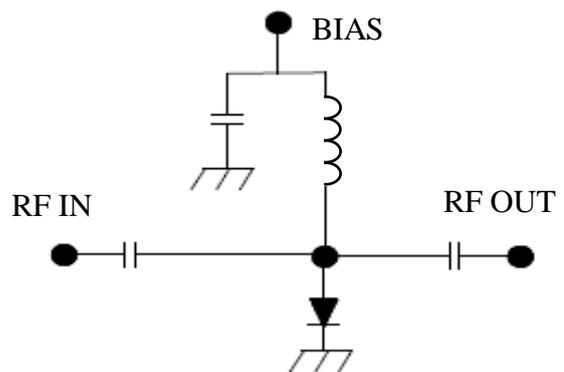


Рис 8.10

На рис. 8.9 приведена схема простейшего последовательного ключа. Здесь RF IN и RF OUT – вход и выход СВЧ-тракта, BIAS – источник напряжения, управляющего ключом. Индуктивности необходимы для замыкания цепи управления по постоянному току. Сопротивление индуктивностей в рабочем диапазоне частот ключа должно быть на два порядка больше, чем вол-

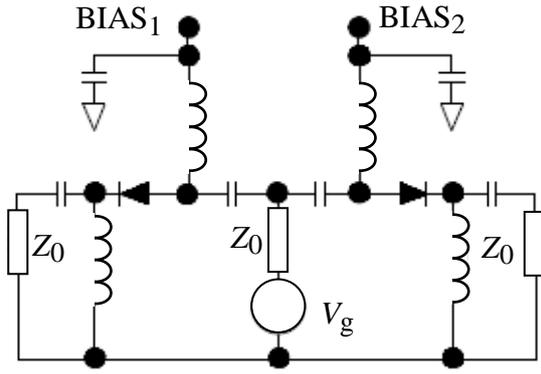


Рис. 8.11

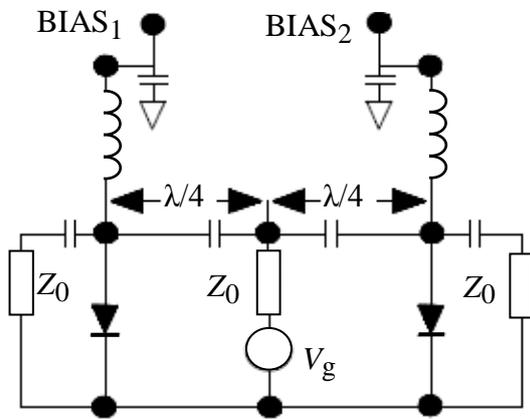


Рис. 8.12

включением ключей. Здесь отрезки ЛП длиной  $\lambda/4$  трансформируют сопротивление короткозамкнутого ключа в бесконечное сопротивление, которое не шунтирует источник сигнала. Этот переключатель – более узкополосный по сравнению с предыдущим, так как сопротивление четвертьволновых отрезков зависит от частоты. Для улучшения параметров иногда используют «комбинированные» ключи, в которых одновременно присутствуют как последовательные, так и параллельные секции (рис. 8.13). При подаче положительного управляющего напряжения последовательный диод заперт, а параллельный замкнут. Образуется делитель напряжения, существенно уменьшающий уровень проходящего в нагрузку сигнала.

На рис. 8.14 показана структура переключателя на три положения (Т-ключ). Подавая отрицательный сигнал на определенный вход управляющего сигнала ( $BIAS_1, BIAS_2, BIAS_3$ ), открываем цепь между входом (RF

новое сопротивление ЛП, в которую включен ключ. В открытом состоянии и с согласованной ЛП отражения от ключа отсутствуют. На рис. 8.10 приведена схема параллельного ключа. Очевидно, что в открытом состоянии он полностью отражает падающую на него волну. Рассмотрим теперь переключатели на два направления, с помощью которых один источник сигнала можно подключать к двум разным потребителям. На рис. 8.11 приведена схема с последовательным включением ключей. Здесь  $V_g$  – источник сигнала с собственным сопротивлением  $Z_0$  (согласован с ЛП с таким же волновым сопротивлением).  $BIAS_1, BIAS_2$  – источники управления ключами. На рис. 8.12 изображен переключатель с параллельным

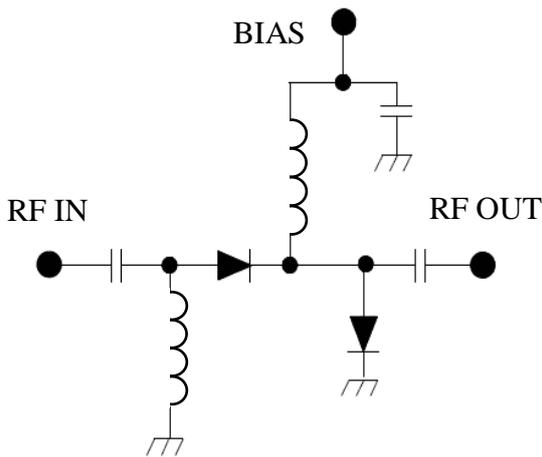


Рис. 8.13

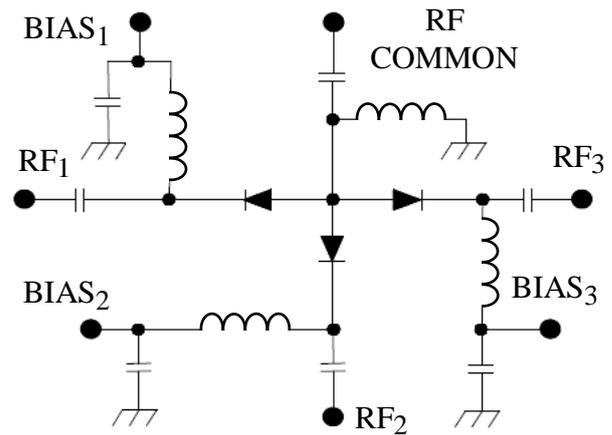


Рис. 8.14

COMMON) и соответствующим выходом ( $RF_1$ ,  $RF_2$ ,  $RF_3$ ). Номер выхода совпадает с номером управляющей цепи.

При подаче положительного управляющего напряжения последовательный диод заперт, а параллельный закорочен. Образуется делитель напряжения, существенно уменьшающий уровень проходящего в нагрузку сигнала.

#### 8.4. Применение диодных ключей

Рассмотрим различные устройства СВЧ, использующие ключи на  $p-i-n$ -диодах. На рис. 8.15 приведена структура простого переключателя «прием-передача», коммутирующего антенный вход. Подавая положительный сигнал на управляющий вход, открываем диоды  $D_1$ ,  $D_2$ . Сопротивление последнего за счет четвертьволнового отрезка ЛП трансформируется в сопротивление холостого хода и цепь «антенна–приемник» оказывается разомкнутой, а цепь «антенна–передатчик» – замкнутой. При отрицательном сигнале отключается передатчик, а антенна присоединяется к приемнику.

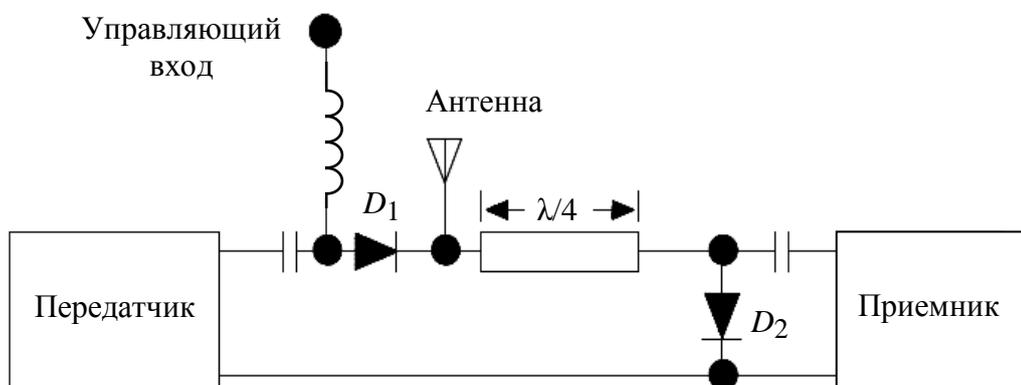


Рис. 8.15

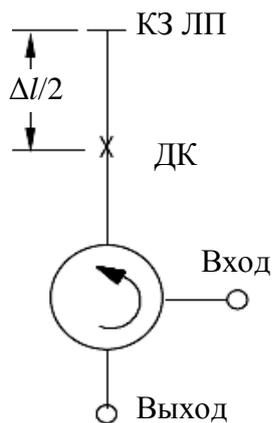


Рис. 8.16

С помощью ключей можно создать управляемый фазовращатель (ФВР), обеспечивающий дискретный сдвиг фазы. Различают ФВР на «проход» и ФВР на «отражение». В первом случае с помощью двух переключателей на два положения коммутируются два отрезка ЛП разной длины. В результате сдвиг фазы равен

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(l_1 - l_2).$$

Здесь  $l_1, l_2$  – длины отрезков,  $\lambda$  – длина волны в ЛП. ФВР на «отражение» показан на рис. 8.16. Ферритовый циркулятор, включенный между входом и выходом, служит для разделения падающей и

отраженной волн. Отрезок закороченной ЛП (КЗ ЛП) подключен к верхнему порту циркулятора. Если диодный ключ (ДК) разомкнут, то фаза сигнала на выходе будет пропорциональна удвоенной длине закороченного отрезка ЛП, если он замкнут, то набег фазы будет меньше на  $2\pi\Delta l/\lambda$ . Зависимость сопротивления  $p-i-n$ -диода от управляющего тока почти линейна (рис. 8.17 для диода UM9552). По горизонтали отложен управляющий ток, по вертикали сопротивление диода. Управляемое сопротивление диода может быть использовано для реализации аттенуаторов и модуляторов СВЧ.

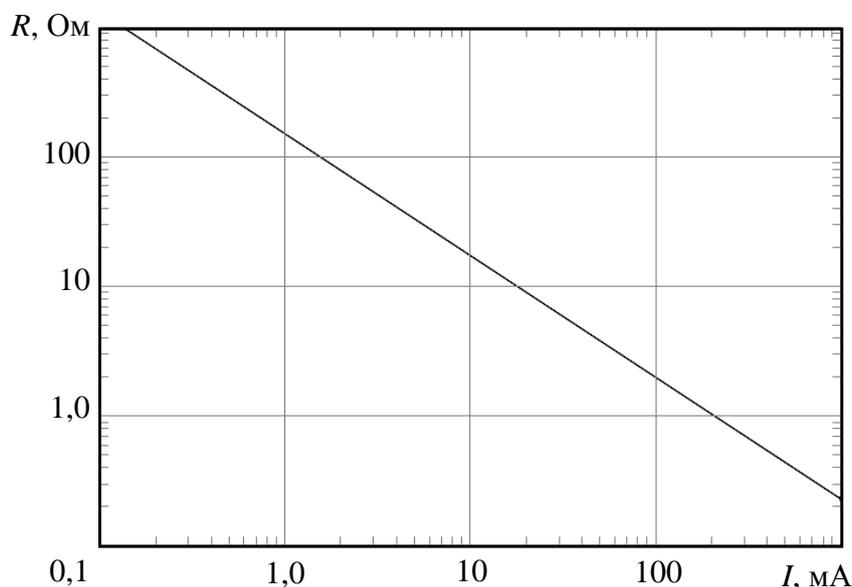


Рис. 8.17

На рис. 8.18 приведена схема (треугольники на схеме означают общий провод – землю) аттенуатора на основе квадратурного (шлейфного) моста. При полностью открытых диодах сигнал на выходе равен нулю, так как порты 2-го и 3-го мостов (к которым присоединены диоды) согласованы. При

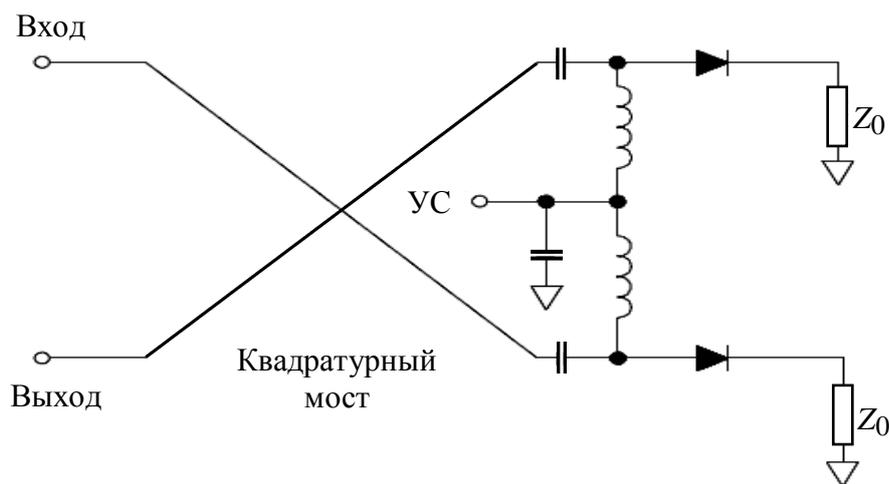


Рис. 8.18

полностью запертых диодах порты рассогласованы и сигнал на выходе максимален. Если в качестве управляющего сигнала (УС) использовать низкочастотный сигнал, то выходной сигнал будет промодулирован по амплитуде этим сигналом.

## 9. АТТЕНЮАТОРЫ СВЧ

Аттенюаторы (АТТ) служат для уменьшения уровня сигнала. Используются как АТТ с фиксированным уровнем ослабления, так и АТТ с переменным (регулируемым) уровнем ослабления (см. 8.4). Первые выполняются, как правило, на основе сосредоточенных резисторов, и поэтому их параметры практически не зависят от частоты. Рассчитаем структуру такого устройства.

Рассмотрим схему, представленную на рис. 9.1. Собственно аттенюатор состоит из сопротивлений  $R_2$ ,  $R_4$ ,  $R_5$ , сопротивления  $R_1$ ,  $R_3$  равны волновому сопротивлению  $R_0$  линии передачи, в разрыв которой включен аттенюатор. Зададимся ослаблением сигнала  $L_u$  на выходе аттенюатора (на зажимах параллельного соединения

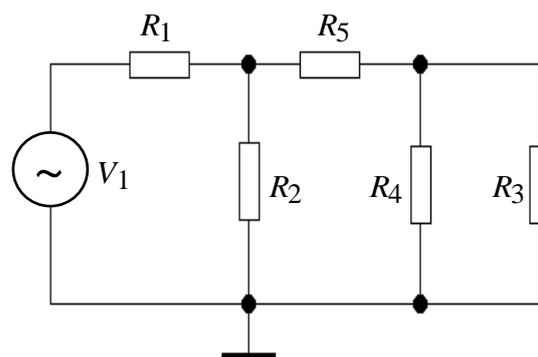


Рис. 9.1

$R_4$ ,  $R_3$ ) до  $U_o$  по отношению к напряжению на входе (на зажимах сопротивления  $R_2$ )  $U_i$ , равным:  $\frac{U_o}{U_i} = L_u$ . Потребуем, чтобы  $R_2 = R_4 = R$  и входное сопротивление аттенюатора (на зажимах сопротивления  $R_2$ ) было бы равно

$R_0$ . Тогда получаем:  $\frac{R(R_5 + R_\Sigma)}{R + R_5 + R_\Sigma} = R_0$ ,  $L_u = \frac{R_\Sigma}{R_5 + R_\Sigma} = \frac{1}{R_5/R_\Sigma + 1}$ . Здесь

$R_\Sigma = \frac{RR_0}{R + R_0}$ . Отсюда следуют выражения:

$$\frac{R_5}{R_\Sigma} = \frac{1}{L_u} - 1, \quad R = \frac{R_0}{1 - R_0 L_u / R_\Sigma}.$$

Определяя  $R$  через  $R_\Sigma$ , получаем  $R_\Sigma = R_0(1 + L_u)/2$ . Тогда  $R = R_0(1 + L_u)/(1 - L_u)$ ,  $R_5 = R_0(1 - L_u^2)/2L_u$ . В децибелах  $L_{udB} = 20\lg(U_o/U_i)$ .

Эта величина отрицательна. Обычно величина затухания обозначается как положительная величина:  $L_u^+ = \frac{U_i}{U_o}$ . Тогда  $L_u^+ = \frac{1}{L_u}$  и  $R = R_0(L_u^+ + 1)/(L_u^+ - 1)$ ,

$R_5 = R_0[(L_u^+)^2 - 1]/2L_u^+$ . В децибелах  $L_{udB}^+ = 20\lg(U_i/U_o)$ .

Такие АТТ используются при измерениях на СВЧ и обычно выполняются в виде коаксиальной структуры. Сопротивление  $R_5$  располагается на ее оси, а сопротивления  $R_2$ ,  $R_4$  (каждое состоит из нескольких параллельно включенных сопротивлений) – по радиусам. Ввиду малых (по сравнению с длиной волны) размеров сопротивлений их индуктивность мала и поэтому такие АТТ достаточно широкополосны. Регулируемые варианты относительно узкополосны, так как используют дополнительные структуры (квадратурный мост).

Волноводный АТТ представляют собой отрезок волновода (рис. 9.2), внутри которого помещается тонкая керамическая пластина, на поверхность которой нанесен слой поглотителя (углерод). Эта пластина может перемещаться в поперечном сечении волновода. Электрическое поле максимально в

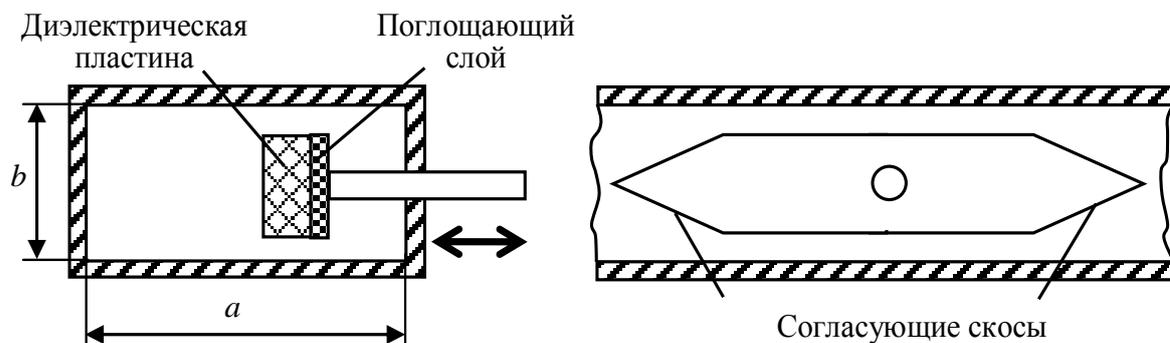


Рис. 9.2

центре волновода. Если пластина находится в центре, то вносимое затухание максимально. При смещении ее к боковым стенкам затухание уменьшается. Если поглощающие АТТ согласованы (нагружены на согласованную нагрузку), то отраженные волны отсутствуют.

Существуют непоглощающие АТТ, использующие отрезки запердельных волноводов. Простейший вариант такой конструкции представляет собой коаксиальную ЛП, внутри которой удалена часть центрального проводника. Этот отрезок ЛП образует круглый волновод, для которого волной основного типа является волна  $H_{11}$ , которая может распространяться, если диаметр волновода больше 1,5 длин волн. Так как для ЛП с Т-волной этот диаметр во много раз меньше, волновод является запердельным, поле в нем экспоненциально затухает и в выходной коаксиальной ЛП возбуждается Т-волна с меньшей амплитудой. Поскольку при этом поглощения энергии поля не происходит, на входе АТТ появляется отраженная волна. Регулировка ослабления происходит путем изменения длины отрезка с удаленным центральным проводником.

## 10. НЕВЗАИМНЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

Свойства невзаимных устройств зависят от направления распространения волн внутри их структуры. Если отрезок обычной ЛП длиной  $l$  имеет МР

вида  $\begin{pmatrix} 0 & e^{-jkl} \\ e^{-jkl} & 0 \end{pmatrix}$ , то МР отрезка невзаимной ЛП (вентиля) будет

$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ e^{-jkl} & 0 \end{pmatrix}$ . Как правило, все НУ СВЧ используют ферритовые элементы.

Ферриты представляют собой магнитоэлектрики, в состав которых входят окислы железа, никеля, цинка, марганца, магния. Окислы обеспечивают довольно высокую диэлектрическую проницаемость ферритов ( $\epsilon_r \approx 10 \dots 20$ ) и большое удельное сопротивление. Присутствие атомов железа и никеля придает им свойства ферромагнетиков (ФМ). Благодаря высокому удельному сопротивлению электромагнитное поле проникает в ферритовую среду, в отличие от металлических ФМ, в которых (благодаря поверхностному эффекту) поле существует только в поверхностном слое. Вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}$  связан с магнитным полем  $\mathbf{H}$  отношением  $\mathbf{B} = \boldsymbol{\mu}\mathbf{H} = \mu_0\mathbf{H} + \mathbf{M}$ , где  $\mathbf{M}$  – вектор намагниченности;  $\boldsymbol{\mu}$  – матрица магнитной проницаемости ФМ. ФФМ имеют домен-

ную структуру. Домен – это область внутри макроскопического образца, внутри которой векторы  $\mathbf{M}$  атомов ФМ ориентированы одинаково. Так как от домена к домену ориентация меняется случайно, суммарный вектор намагниченности всего образца стремится к нулю. Если поместить образец во внешнее магнитное поле, то при его росте домены начинают разрушаться и при достижении поля насыщения вектор во всей толще образца ориентируется вдоль приложенного магнитного поля. В процессе роста поля магнитная индукция быстро растет за счет роста намагниченности, но после достижения насыщения она растет только за счет роста поля. Поэтому магнитная проницаемость сначала быстро растет, но в области насыщения она практически равна  $\mu_0$ . Вектор намагниченности ФМ создается атомами ферромагнитных веществ (железо, никель), у которых есть незаполненные электронные оболочки, поэтому он пропорционален магнитному моменту электрона  $\mathbf{m}$ .

### 10.1. Феррит в постоянном магнитном поле

Поведение вектора намагниченности  $\mathbf{m}$  в магнитном поле  $\mathbf{H}$  описывается уравнением Ландау и Лившица  $\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma[\mathbf{m}, \mathbf{H}]$ . Здесь  $\gamma = M_{\text{сп}}/L_{\text{сп}} = \mu_0 e/m = 7\pi \cdot 10^4$  – магнитомеханическое отношение,  $M_{\text{сп}}$  – магнитный момент электрона,  $L_{\text{сп}}$  – механический момент электрона;  $e, m$  – заряд и масса электрона. Решим это уравнение, полагая магнитное поле постоянным и направленным вдоль оси  $z$ :  $\mathbf{H}_0 = \mathbf{e}_z H_0$ . Пусть  $\mathbf{m} = \mathbf{e}_x m_x + \mathbf{e}_y m_y + \mathbf{e}_z m_z$ , тогда:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_x \frac{dm_x}{dt} + \mathbf{e}_y \frac{dm_y}{dt} + \mathbf{e}_z \frac{dm_z}{dt} &= -\gamma [(\mathbf{e}_x m_x + \mathbf{e}_y m_y + \mathbf{e}_z m_z), \mathbf{e}_z H_0] = \\ &= -\gamma \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ m_x & m_y & m_z \\ 0 & 0 & H_0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Раскрыв векторное произведение, получаем систему уравнений:

$$\frac{dm_x}{dt} = -\gamma m_y H_0, \quad \frac{dm_y}{dt} = \gamma m_x H_0, \quad \frac{dm_z}{dt} = 0. \text{ Из первых двух уравнений полу-}$$

чаем: 
$$\frac{d^2 m_x}{dt^2} = -\gamma^2 H_0^2 m_x, \quad \frac{d^2 m_y}{dt^2} = -\gamma^2 H_0^2 m_y.$$

Третье уравнение дает:  $m_z = \text{const} = M_0$ .

Произведение  $\gamma H_0$  обозначим как  $\omega_0$ , так как оно имеет смысл частоты. Решение для  $m_x$

имеет вид  $m_x = C e^{i\omega_0 t} = (C_1 \cos \omega_0 t + C_2 \sin \omega_0 t)$ ,

а  $m_y = -\frac{dm_x/dt}{\omega_0} = -\frac{j\omega_0 C e^{j\omega_0 t}}{\omega_0}$ . Положив при

$t=0$   $m_x=0$ , получим  $m_x = C \sin \omega_0 t$  и

$m_y = C \cos \omega_0 t$ .

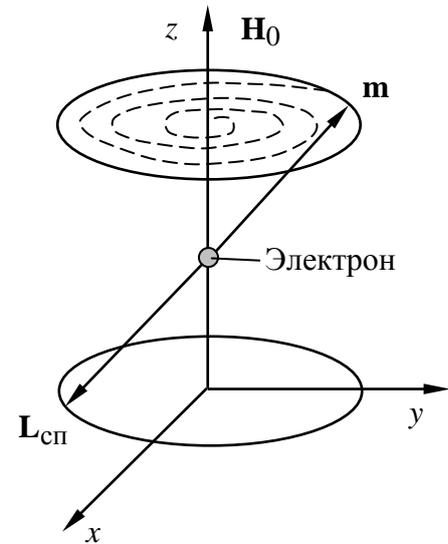


Рис. 10.1

Поскольку решалась задача для одного электрона, то  $m_z = M_0$  есть вектор намагничивания одного электрона. Векторы  $e_x m_x$  и  $e_y m_y$  образуют вектор, перпендикулярный оси  $z$  и вращающийся по часовой стрелке, если смотреть вдоль этой оси (рис. 10.1). Полный вектор  $\mathbf{m}$  отклонен от оси  $z$  и прецессирует вокруг нее. Ввиду потерь в феррите компоненты поперечного вектора быстро уменьшаются, и в конце концов вектор становится равным  $\mathbf{m} = e_z M_0$ .

Вектор намагниченности феррита  $\mathbf{M}$  является суммой магнитных моментов спинов электронов в единице объема. Усредняя  $\mathbf{m}$  по объему, получаем уравнение движения для вектора намагниченности, являющегося макроскопической характеристикой поля в феррите:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M}, \mathbf{H}].$$

Установившееся значение вектора намагниченности обозначим как  $\mathbf{M}_0$ . Этот вектор направлен вдоль оси  $z$ , как и  $\mathbf{H}_0$ , и обычно равен по величине намагниченности насыщения феррита.

## 10.2. Намагниченный феррит в переменном электромагнитном поле

Рассмотрим теперь вынужденные колебания вектора намагниченности. Пусть кроме постоянного магнитного поля на феррит воздействует переменное магнитное поле со значением много меньше, чем у постоянного:

$$\mathbf{h} = e_x h_x e^{j\omega t} + e_y h_y e^{j\omega t} + e_z h_z e^{j\omega t}, \quad |\mathbf{h}| \ll H_0.$$

В вынужденном режиме (после прекращения свободных колебания) вектор намагниченности можно пред-

ставить как  $\mathbf{m} = \mathbf{e}_x m_x e^{j\omega t} + \mathbf{e}_y m_y e^{j\omega t} + \mathbf{e}_z (m_z e^{j\omega t} + M_0)$ ,  $M_0 \gg m_x, m_y, m_z$  и  $H_0 \gg h_x, h_y, h_z$ . Подставим векторы в уравнение Ландау–Лившица и получим, пренебрегая членами второго порядка малости (произведения вида  $mh$ ):

$$j\omega e^{j\omega t} [\mathbf{M}, \mathbf{H}] = -\gamma \begin{pmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ m_x e^{j\omega t} & m_y e^{j\omega t} & (m_z e^{j\omega t} + M_0) \\ h_x e^{j\omega t} & h_y e^{j\omega t} & (h_z e^{j\omega t} + H_0) \end{pmatrix},$$

где  $\mathbf{H} = \mathbf{h} + \mathbf{H}_0$ .

С учетом наложенных условий получим:

$$j\omega e^{j\omega t} (\mathbf{e}_x m_x + \mathbf{e}_y m_y + \mathbf{e}_z m_z) \approx -\gamma \left[ \mathbf{e}_x (m_y H_0 - h_y M_0) + \mathbf{e}_y (h_x M_0 - m_x H_0) \right] e^{j\omega t}.$$

Отсюда следуют три уравнения:

$$j\omega m_x = -\gamma (m_y H_0 - h_y M_0), \quad j\omega m_y = -\gamma (h_x M_0 - m_x H_0), \quad j\omega m_z = 0.$$

Получаем систему из двух уравнений относительно неизвестных  $m_x, m_y$ :

$$j\omega m_x + \omega_0 m_y = \gamma h_y M_0, \quad -\omega_0 m_x + j\omega m_y = -\gamma M_0 h_x.$$

Решение этой системы:

$$m_y = \frac{\gamma M_0 (\omega_0 h_y - j\omega h_x)}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad m_x = \frac{\gamma M_0 (j\omega h_y + \omega_0 h_x)}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Ранее было принято, что  $\gamma H_0 = \omega_0$  – угловая частота вращения вектора  $\mathbf{m}$  при постоянном магнитном поле  $H_0$ . Найдем значение подмагничивающего поля  $H_p$ , при котором скорость вращения будет равна  $\omega$ :  $H_p = \omega/\gamma$ .

Вынесем из знаменателя  $\omega^2$ , из числителя –  $\omega$  и обозначим  $\sigma = H_0/H_p$ . То-

$$\text{гда } m_x = \frac{\gamma M_0 (j h_y + \sigma h_x)}{\omega(\sigma^2 - 1)}, \quad m_y = \frac{\gamma M_0 (\sigma h_y - j h_x)}{\omega(\sigma^2 - 1)}, \quad \frac{\gamma M_0}{\omega} = \frac{M_0}{H_p} = \mu_0 p; \quad p = \frac{M_0}{H_p},$$

$$\text{или } m_x = \frac{\mu_0 p (j h_y - \sigma h_x)}{\sigma^2 - 1}, \quad m_y = \frac{\mu_0 p (\sigma h_y + j h_x)}{\sigma^2 - 1}.$$

Малосигнальная высокочастотная составляющая вектора магнитной индукции  $\mathbf{b} = \mu_0 \mathbf{h} + \mathbf{m}$ . В проекциях можно записать:

$$b_x = \mu_0 h_x + m_x = \left( \mu_0 - \frac{\mu_0 p \sigma}{\sigma^2 - 1} \right) h_x + j \frac{\mu_0 p}{\sigma^2 - 1} h_y,$$

$$b_y = \left( \mu_0 - \frac{\mu_0 p}{\sigma^2 - 1} \right) h_y - j \frac{\mu_0 p}{\sigma^2 - 1} h_x, \quad b_z = \mu_0 h_z.$$

Представим вектор-столбец индукции через матрицу магнитных проницаемостей и вектор-столбец магнитных полей:

$$\begin{pmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{pmatrix}.$$

Обозначим  $\mu_0 \left[ 1 - \frac{p\sigma}{\sigma^2 - 1} \right] = \mu_0 \mu$ ,  $\frac{\mu_0 p}{\sigma^2 - 1} = \mu_0 k$ . Тогда:

$$\mu_{xz} = \mu_{yz} = \mu_{zx} = \mu_{zy} = 0,$$

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_0 \mu,$$

$$\mu_{xy} = i\mu_0 k, \quad \mu_{yx} = -i\mu_0 k, \quad \mu_{zz} = \mu_0,$$

а матрица, называемая тензором магнитной проницаемости, примет вид

$$\boldsymbol{\mu} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & ik & 0 \\ -ik & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

### 10.3. Распространение электромагнитной волны в неограниченной ферритовой среде

#### 10.3.1. Уравнения Максвелла для анизотропного магнетика

Пусть однородная, безграничная ферритовая среда равномерно намагничена внешним магнитным полем  $\mathbf{H}_0 = \mathbf{e}_z H_0$ . Электромагнитные волны, распространяющиеся в ферритовой среде должны удовлетворять уравнениям Максвелла, записанным с учетом анизотропии:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega \varepsilon_a E_x; & \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega \mu_0 (\mu H_x + jk H_y); \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega \varepsilon_a E_y; & \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega \mu_0 (-jk H_x + \mu H_y); \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega \varepsilon_a E_z; & \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega \mu_0 H_z, \end{cases}$$

где  $\varepsilon_a$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость феррита.

Распространение волны в произвольном направлении можно представить как суперпозицию двух частных случаев: распространения вдоль вектора  $\mathbf{H}_0$  и перпендикулярно ему. На практике в устройствах СВЧ используется либо один, либо другой способ намагничивания.

### 10.3.2. Продольное намагничивание

Пусть волна линейно поляризована и поля равны соответственно  $\mathbf{E} = \mathbf{e}_y E(x, y) e^{-jk_z z}$ ,  $\mathbf{H} = \mathbf{e}_x H(x, y) e^{-jk_z z}$ . Линейно-поляризованную волну можно представить в виде суммы двух волн с круговой поляризацией с одинаковыми амплитудами и противоположным направлением вращения векторов полей. Представим магнитное поле волны как  $\mathbf{h} = (\mathbf{e}_x \pm j\mathbf{e}_y) h(x, y) e^{-jk_z z}$ . Тогда:

$$\begin{aligned} \mathbf{b} = \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{h} &= \begin{pmatrix} \mu & jk & 0 \\ -jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h \\ \pm jh \\ 0 \end{pmatrix} e^{-jk_z z} = \\ &= \mathbf{e}_x (\mu \mp k) h e^{-jk_z z} + \mathbf{e}_y (-jk \pm j\mu) h e^{-jk_z z} = (\mu \mp k) [\mathbf{e}_x \pm j\mathbf{e}_y] h e^{-jk_z z}. \end{aligned}$$

Для волн с различным направлением вращения плоскости поляризации эффективная магнитная проницаемость феррита оказывается разной. Используя выражения для  $\mu$  и  $k$ , получим:  $\mu_{\Pi, \text{Л}} = \mu_0 \left[ 1 - p(\sigma \pm 1) / (\sigma^2 - 1) \right]$ . Для пра-

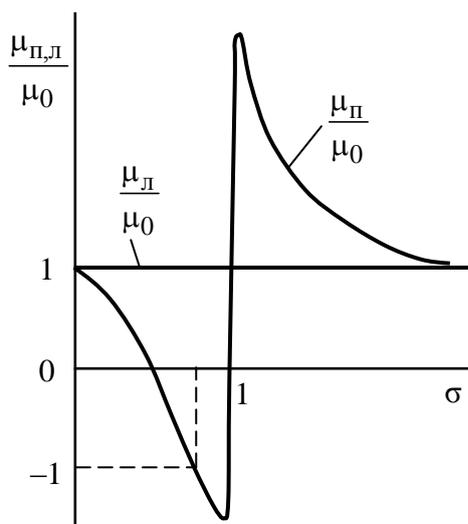


Рис. 10.2

воображающегося поля (направление вращения совпадает с направлением вращения вектора магнитного момента)

$\mu_{\Pi} = \mu_0 \left[ 1 - p / (\sigma - 1) \right]$ , для левовращающегося поля  $\mu_{\text{Л}} = \mu_0 \left[ 1 - p / (\sigma + 1) \right]$ . Максимальное значение  $\mu_{\text{Л}}$  равно  $\mu_0(1 - p)$  (при  $\sigma = 0$ ). По мере увеличения значения  $\sigma$   $\mu_{\text{Л}}$  стремится к единице. Значение  $p$  всегда меньше единицы и поэтому практически эта проницаемость почти постоянна. Так как вектора поля и магнитного момента вращаются в разные стороны, они не взаимодействуют (поле не передает свою энергию магнитному моменту). Для  $\mu_{\Pi}$  ситуация совершенно иная.

Так как оба вектора вращаются в одну сторону (по часовой стрелке), то при совпадении угловых скоростей ( $\omega = \omega_0$ ,  $H_0 = H_p$ ,  $\sigma = 1$ ) взаимодействие между ними становится максимальным (наблюдается так называемый гиромагнитный резонанс) и энергия поля передается в ферритовый элемент, где расходуется на потери. Графики зависимостей этих величин от  $\sigma$  (при  $p = 0,5$ ) приведены на рис. 10.2. Таким образом, наблюдается невзаимное (зависящее от направления вращения вектора магнитного поля) поглощение энергии поля. Необходимо отметить, что в областях по обе стороны резонанса вещественная часть проницаемости меняет свои значения в больших пределах, что может быть использовано в таких устройствах, как ферритовые невзаимные фазовращатели.

### 10.3.3. Поперечное намагничивание

Пусть плоская электромагнитная волна распространяется вдоль оси  $x$  с коэффициентом распространения  $k_x$ . Полагая  $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0$ , замечаем, что система уравнений Максвелла (см. 10.3.1) распадается на две независимые системы уравнений:

$$\begin{cases} \mu h_x - jkh_y = 0; \\ -\omega(jkh_x + \mu h_y) = k_x E_z; \\ -k_x h_y = \omega \varepsilon_a E_z; \end{cases} \quad \begin{cases} k_x E_y = \omega \mu_0 h_z; \\ E_x = 0; \\ k_x h_z = \omega \varepsilon_a E_y. \end{cases}$$

Исключив  $E_z$  из первой системы, получим:

$$(k_x^2 - \omega^2 \varepsilon_a \mu) h_y = j\omega^2 \varepsilon_a k h_x; \quad jkh_y = \mu h_x,$$

откуда  $k_{x1} = \omega \sqrt{\varepsilon_a (\mu^2 - k^2)} / \mu$ .

У волны с коэффициентом распространения  $k_{x1}$  вектор магнитного поля лежит в плоскости  $xOy$ , перпендикулярной вектору постоянного магнитного поля и имеет в общем случае эллиптическую поляризацию. Электрическое поле параллельно постоянному магнитному полю. Наличие составляющей  $h_x$ , параллельной направлению распространения, означает, что это волна типа Н. Такая волна в феррите называется *необыкновенной* (рис. 10.3).

Исключая  $E_y$  из второй системы уравнений, получим  $k_{x2} = \omega \sqrt{\varepsilon_a \mu_0}$ .

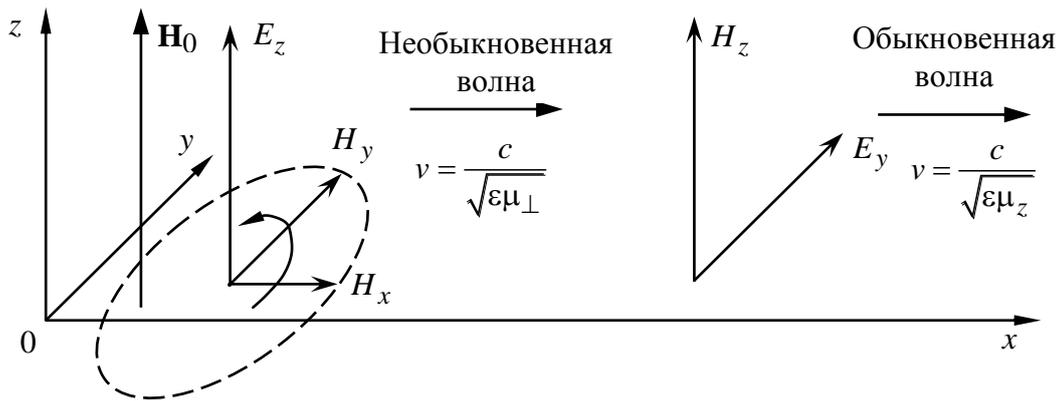


Рис. 10.3

У этой волны вектор магнитного поля направлен параллельно постоянному магнитному полю. В этом случае магнитное поле волны не возбуждает прецессии магнитного момента, и коэффициент распространения такой же, как в немагнитной среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a$ . Вектор электрического поля перпендикулярен направлению намагничивания и направлению распространения. Эта волна является волной ТЕМ и называется *обыкновенной*.

#### 10.3.4. Эффект Фарадея

Возбудим в продольно намагниченной ферритовой среде волну, у которой вектор магнитного поля линейно поляризован и совпадает по направлению с осью  $x$   $\mathbf{H} = \mathbf{e}_x H$  (рис. 10.4). Как известно, линейно поляризованную волну можно представить в виде суммы двух волн с равной амплитудой и круговой поляризацией, вращающихся в положительном и отрицательном направлении:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{2}(\mathbf{H}_\Pi + \mathbf{H}_\Delta) = \frac{1}{2}[(\mathbf{e}_x - j\mathbf{e}_y)H + (\mathbf{e}_x + j\mathbf{e}_y)H].$$

В 10.3.2 было показано, что в продольно намагниченной ферритовой среде волны  $\mathbf{H}_\Pi$  и  $\mathbf{H}_\Delta$  имеют различные коэффициенты распространения. Поэтому, пройдя вдоль оси  $z$  один и тот же путь  $l$ , волны получают различные фазовые сдвиги:  $k_z^+ l$  и  $k_z^- l$  соответственно. В результате вектор магнитного поля волны будет равен

$$\mathbf{H} = \frac{1}{2} \left( \mathbf{H}_\Pi e^{-jk_z^+ l} + \mathbf{H}_\Pi e^{-jk_z^- l} \right) = \frac{H}{2} \left[ \mathbf{e}_x \left( e^{-jk_z^- l} + e^{-jk_z^+ l} \right) + j \mathbf{e}_y \left( e^{-jk_z^- l} - e^{-jk_z^+ l} \right) \right] =$$

$$= H e^{-jk_0 l} \left( \mathbf{e}_x \cos \frac{k_z^- - k_z^+}{2} l + \mathbf{e}_y \sin \frac{k_z^- - k_z^+}{2} l \right),$$

где  $k_0 = (k_z^+ + k_z^-) / 2$ .

Составляющие  $H_x$  и  $H_y$  синфазны.

Следовательно, у распространяющейся в феррите волны вектор  $\mathbf{H}$  сохраняет линейную поляризацию, тогда как соотношение между  $H_x$  и  $H_y$  зависит от длины

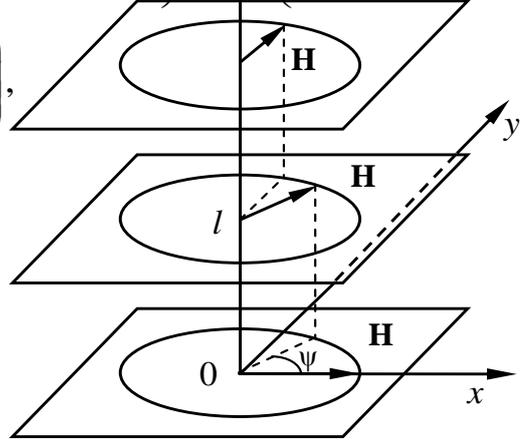


Рис. 10.4

пути, пройденного волной вдоль оси  $z$ . Угол наклона вектора  $\mathbf{H}$  к оси  $x$  в точ-

ке с координатой  $z = l$  определяется из равенства  $\operatorname{tg} \psi = \frac{H_y}{H_x} = \operatorname{tg} \frac{k_z^- - k_z^+}{2} l$ ,

откуда  $\psi = \frac{k_z^- - k_z^+}{2} l$ .

Таким образом, при распространении линейно поляризованной волны в продольно намагниченном феррите происходит поворот плоскости поляризации волны (рис. 10.4). Угол поворота  $\psi$  тем больше, чем длиннее путь, пройденный волной в феррите. Более подробный анализ показывает, что угол  $\psi$  возрастает при увеличении намагниченности  $M_0$  и диэлектрической проницаемости феррита, зависит от напряженности внешнего магнитного поля, частоты и ряда других факторов.

Так как при  $H_0 < H_p$   $\mu_\Pi < \mu_\Delta$ , то  $k_z^+ < k_z^-$  и плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления внешнего магнитного поля  $H_0$ . При  $H_0 > H_p$  направление поворота плоскости поляризации меняется на противоположное.

Описанное явление поворота плоскости поляризации в продольно намагниченной ферритовой среде получило название явления Фарадея.

#### 10.4. Ферритовые устройства на основе круглого волновода

В круглом волноводе ферритовый элемент представляет собой круглый ферритовый стержень с заостренными концами (для лучшего согласования) диаметром в несколько раз меньше диаметра волновода, расположенный на его осевой линии. Продольное постоянное магнитное поле, намагничивающее феррит создается обмоткой, намотанной на внешней поверхности волновода. Первым невзаимным устройством СВЧ был вентиль, использующий поле с круговой поляризацией. Пусть ось волновода направлена вдоль оси  $z$ , магнитное поле направлено вдоль ферритового элемента и обеспечивает значение  $\sigma = 1$ . Если в волноводе распространяется волна с левовращающейся поляризацией, то она не взаимодействует с ферритом. Отраженная от нагрузки волна (по отношению к оси  $z$ ) – правовращающаяся, и поэтому поглощается ферритом. Недостатком такого вентиля является невозможность отвода тепла от ферритового элемента. Более совершенным устройством является вентиль, использующий эффект Фарадея (ЭФ) (поворот плоскости поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны). Такая волна есть сумма двух волн с круговой поляризацией с противоположными направлениями вращения. Попадая в ферритовый элемент, эти волны по-разному взаимодействуют с ним. Пусть  $\sigma < 1$ . Тогда  $\mu_{\text{П}} > \mu_0$  и для правовращающейся волны феррит представляется более плотной средой. Для левовращающейся волны  $\mu_{\text{Л}} \approx \mu_0$ . Следовательно, при прохождении области волновода с ферритовым элементом первая волна наберет сдвиг фаз больше чем вторая, и вектор ее поля повернется на больший угол. При выходе из этой области суммарный вектор линейно поляризованного поля повернется относительно своего положения на входе. На рис. 10.5 изображен четырехплечный циркулятор на ЭФ. Его МР имеет вид

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Если убрать плечо 4, то МР изменится:  $\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ , и получим вентиль, пропускающий волну из плеча 1 в плечо 2 и гасящий волну, поступающую в плечо 2. Волна  $H_{10}$  из плеча 1 через переход от прямоугольного волновода к

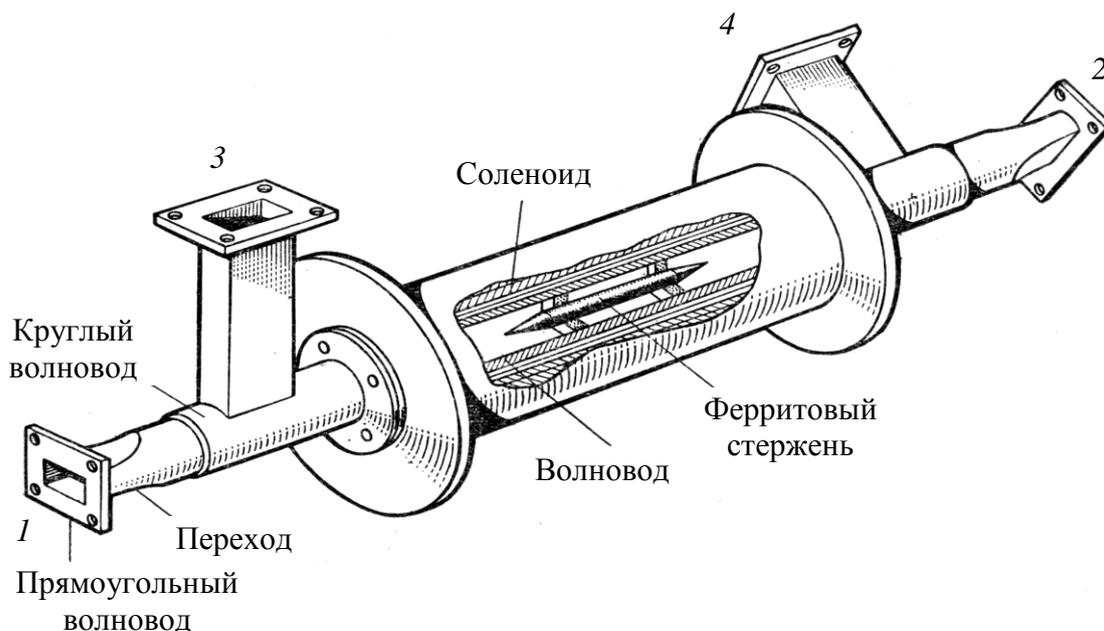


Рис. 10.5

круглому возбуждает в последнем волну  $H_{11}$ , магнитное поле которой направлено поперек отверстия прямоугольного волновода плеча 3 (внутри которого находится поглощающая нагрузка) и не может возбудить в нем волну  $H_{10}$ . Далее волна  $H_{11}$  поступает в волновод с ферритом, ее плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке на  $45^\circ$  и проходит в плечо 2. Обратная волна из плеча 2 (она движется против направления подмагничивающего поля  $H_0$ ) поворачивается против часовой стрелки еще на  $45^\circ$ , возбуждает плечо 3 за счет своего продольного магнитного поля и поглощается согласованной нагрузкой. На основе ЭФ можно создать амплитудный модулятор. Для этого повернем плечо 2 на  $90^\circ$  по часовой стрелке и будем питать обмотку соленоида модулирующим сигналом. Поворот плоскости поляризации пропорционален этому сигналу. Пусть при максимальном его уровне угол поворота равен  $90^\circ$  и волна полностью проходит в плечо 2. При меньшем уровне проходит только часть энергии волны (вектор поперечной составляющей  $H$  раскладывается на составляющие параллельные и перпендикулярные широкой стенке волновода плеча 2 и последние не могут его возбудить), часть энергии отражается и поглощается в плече 3.

### 10.5. Ферритовые устройства на основе прямоугольного волновода

В прямоугольном волноводе с волной основного типа  $H_{10}$  магнитное поле имеет две составляющие (см. 6.2):

$$H_x = \pm \frac{Ak_z}{\omega\mu} \sin \frac{\pi x}{a} e^{\pm jk_z z}, \quad H_z = \frac{j\pi A}{\omega\mu a} \cos \frac{\pi x}{a} e^{\pm jk_z z}.$$

Эти составляющие сдвинуты во времени на  $90^\circ$  и в произвольной точке  $x$  имеют эллиптическую поляризацию. Найдем значение  $x_0$ , при котором поляризация будет круговой. Приравняем модули обоих выражений

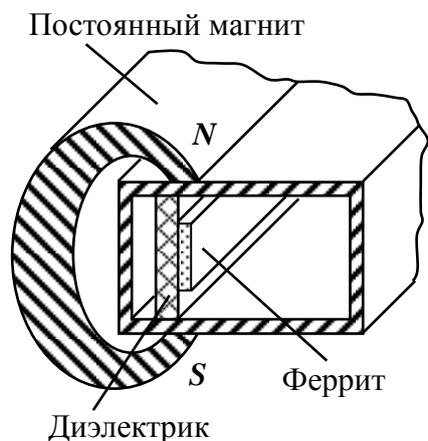


Рис. 10.6

и получим  $k_z \sin \frac{\pi x_0}{a} = \frac{\pi}{a} \cos \frac{\pi x_0}{a}$  или

$$\operatorname{tg} \frac{\pi x_0}{a} = \frac{\pi}{ak_z} \quad \text{и} \quad \frac{x_0}{a} = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{ak_z}.$$

Из 6.2:  $k_z = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$ , тогда

$$\frac{x_0}{a} = \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{(2a/\lambda)^2 - 1}}.$$

Для стандартного волновода трехсантиметрового диапазона  $a = 23$  мм,  $\lambda = 30$  мм и  $\frac{x_0}{a} = 0,226$ . Таким образом, можно считать, что  $x_{01} \approx 0,25a$ ,  $x_{02} \approx 0,75a$ . В этих сечениях магнитное поле поляризовано по кругу и вращается в противоположных направлениях. Для волны, движущейся в обратном направлении, вращение меняется на противоположное. В отличие от продольного резонанса (волна движется в направлении намагничивающего феррит поля) при поперечном (по отношению к направлению этого поля) движении волны величина резонансного поля будет равна

$H_{\Pi} = \sqrt{H_{\text{пр}}^2 + M_0^2} - M_0$ . Здесь  $H_{\text{пр}}$  – значение резонансного поля при продольном намагничивании;  $M_0$  – постоянная составляющая вектора намагниченности феррита.

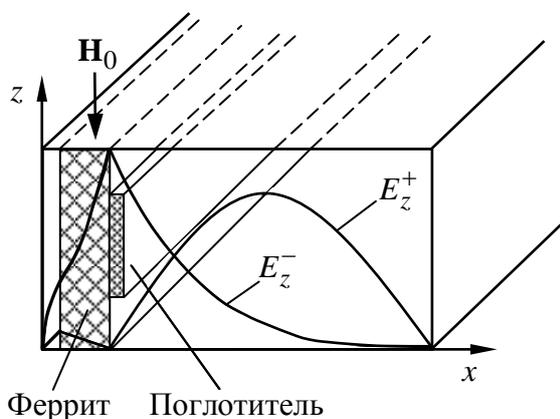


Рис. 10.7

Рассмотрим конструкцию резонансного вентиля на прямоугольном волноводе рис. 10.6. Пластика феррита наклеена на пластинку диэлектрика с большим  $\epsilon_r$  и намагничена полем  $H_{\Pi}$  с помощью постоянного магнита. Направление

намагничивания выбрано так, чтобы прямая волна не взаимодействовала с ферритом. У обратной (отраженной) волны направление вращения вектора магнитного поля будет противоположным, что приведет к ее поглощению ферритовой пластинкой. Недостатком такого вентиля является невозможность эффективного отвода тепла, выделяющегося в феррите, что ограничивает допустимую мощность СВЧ-сигнала.

Другой реализацией вентиля на основе прямоугольного волновода является вентиль на смещении поля (рис. 10.7). Значение подмагничивающего поля  $H_0$  выбирается таким, чтобы для обратной волны  $\mu_{\text{д}} < 0$  поле не проникло внутрь феррита и распространялось по обе стороны от него. Для прямой волны  $\mu_{\text{д}} \approx \mu_0$ , и феррит можно рассматривать как диэлектрик. Подбором толщины ферритовой пластинки и намагничивающего поля можно обеспечить распределение поля, показанное на рис.10.7. Оно имеет минимальное значения в месте расположения пластинки. Обратная волна в этом месте имеет максимум. Если на поверхность феррита наклеить слой поглотителя, то прямая волна пройдет без ослабления, а обратная – поглотится. Реальная конструкция такого вентиля показана на рис. 10.8. Здесь кроме ферритовой пластинки со слоем поглотителя использована вставка из диэлектрика, упрощающая задачу получения нужной конфигурации поля прямой волны.

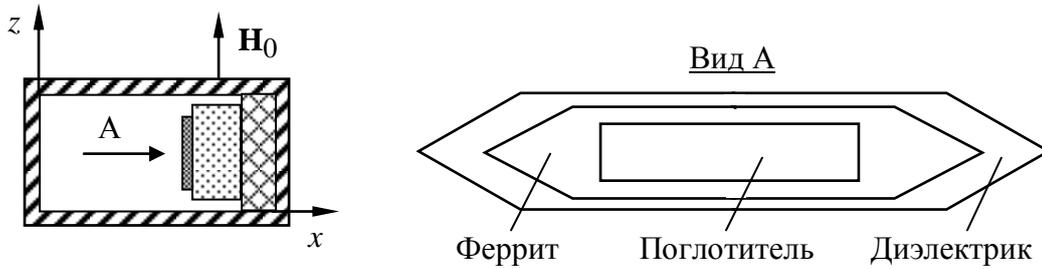


Рис. 10.8

Рассмотрим теперь еще одно невзаимное устройство – трехплечный циркулятор на основе Y-сочленения трех прямоугольных волноводов в плоскости широкой стенки. Если плечи расположены симметрично (углы между осями соседних плеч равны  $120^\circ$ ), то МР такого соединения будет равна

$$\mathbf{S} = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} -1 & 2 & 2 \\ 2 & -1 & 2 \\ 2 & 2 & -1 \end{pmatrix}$$

и все плечи окажутся связанными. Если в центре со-

членения поместить ферритовый цилиндр и намагнитить его перпендикулярно плоскости сочленения, то волна  $H_{10}$  из плеча 1, падая на цилиндр, возбуждает в нем две волны с круговой поляризацией, векторы которых вращаются в противоположных направлениях. Подбирая размеры цилиндра и значение подмагничивающего поля, можно добиться того, что результирующее магнитное поле будет иметь форму двух петель (рис. 10.9), одна из которых связана с возбуждающим плечом 1, а вторая – с плечом 2. По существу ферритовый элемент можно рассматривать как цилиндрический ферродиелектрический резонатор, в котором возбуждено поле типа  $H_{120}$ . Если поменять направление намагничивающего поля  $\mathbf{H}_0$ , то плечо 1 будет связано с плечом 3. Тогда МР циркулятора будет равна:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Для улучшения согласования волноводов с ферритом на последний надевают диэлектрическое кольцо.

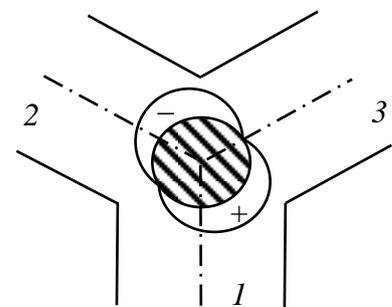


Рис. 10.9

## 10.6. Ферритовые устройства на основе линий передачи с Т-волнами

В ЛП с Т-волнами поля имеют только поперечные составляющие, поэтому в них не могут существовать волны с круговой поляризацией в плоскости параллельной оси ЛП. Однако если изменить поперечную структуру ЛП, то это становится возможным. Для этого необходимо заполнить часть поперечного сечения ЛП диэлектриком с большим значением  $\epsilon_r$ . На рис. 10.10 показаны подобные структуры для коаксиальной (а) и симметричной полосковой (б) линий.

Можно подобрать форму диэлектрической вставки и ее  $\epsilon_r$  так, что в этой области образуется гибридная волна волноводного типа с продольным магнитным полем около ферритовой пластинки, значение которого близко к значению поперечного поля и, следовательно, в этом месте возникает круговая поляризация магнитного поля. На основе таких конструкций можно создавать резонансные вентили. Трехплечные циркуляторы реализуются на основе Т-линий очень просто. На рис. 10.11 показана такая конструкция для МПЛ. Ферритовый диск вклеен в диэлектрическую подложку, а сверху наклеена микрополосковая Y-структура. Намагничивающее поле направлено перпендикулярно структуре.

## 10.7. Ферритовые резонаторы

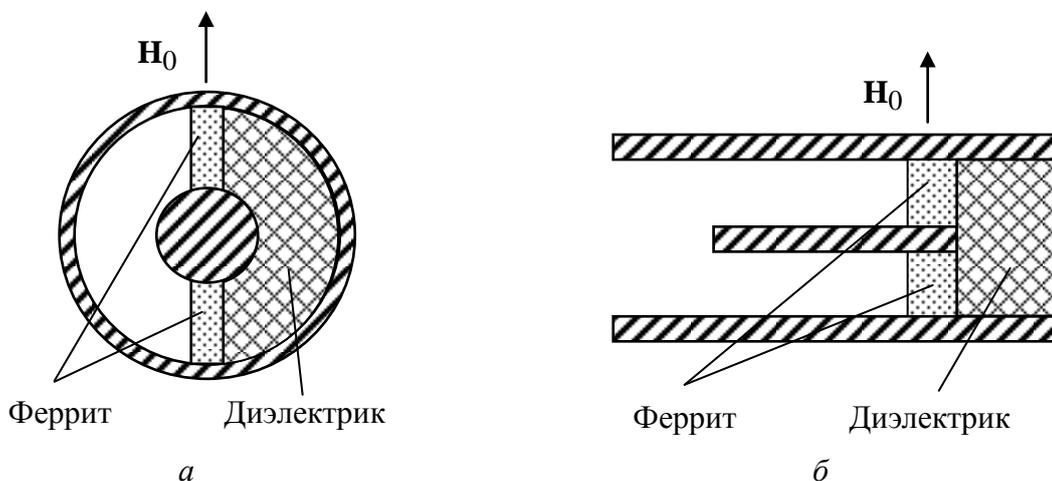


Рис. 10.10

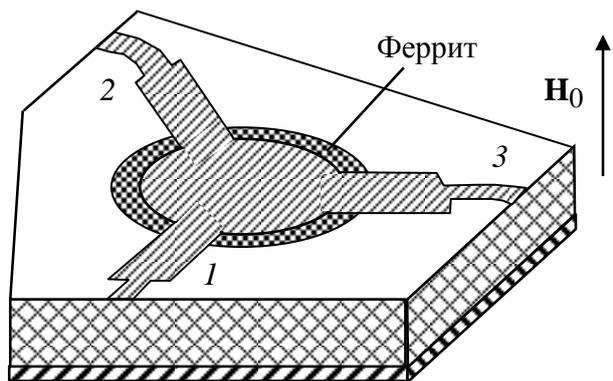


Рис. 10.11

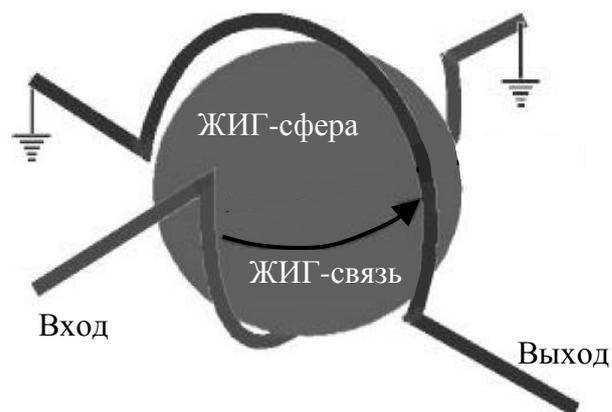
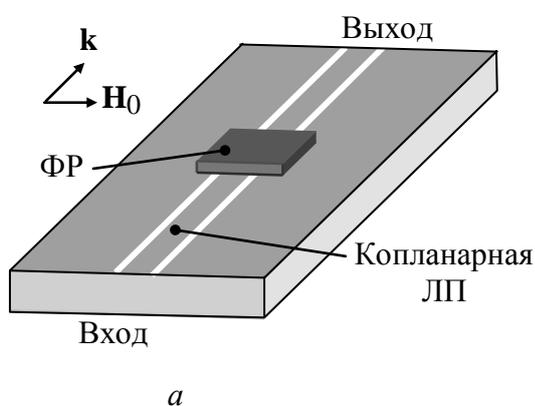
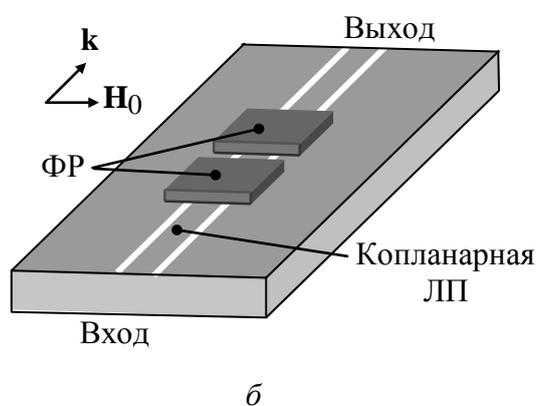


Рис. 10.12



*a*



*б*

Рис. 10.13

Для рассмотренных устройств используются поликристаллические ферриты, изготавливаемые из смеси ингредиентов формовкой необходимой структуры и затем обжига при высокой температуре. Такие ферриты обладают довольно большими потерями. Очень малые потери имеют монокристаллические ферриты, получаемые с помощью технологии выращивания кристаллов. Наибольшее распространение получили так называемые железоиттриевые гранаты (ЖИГ), состав которых определяется как  $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$ , а кристаллическая структура подобна структуре полудрагоценного камня граната. Ферритовый резонатор (ФР) представляет собой сферу диаметром менее 1 мм, вырезанную из монокристалла, поверхность которой тщательно отполирована (для обеспечения высокой добротности, которая может достигать десятков тысяч). ФР помещают в намагничивающее поле, значение которого определяет его резонансную частоту. Изменяя значение поля, можно перестраивать ФР по частоте. На рис. 10.12 представлен однорезонаторный фильтр на ЖИГ-сфере. Иногда резонаторы имеют не сферическую форму, а прямоугольную. На рис. 10.13 приведен вид однозвенного (*a*) и двухзвенного

(б) фильтров на основе копланарной ЛП. Вектор  $\mathbf{k}$  определяет направление распространения волны, вектор  $\mathbf{H}_0$  – направление управляющего частотой настройки намагничивающего поля.

## 11. СВЧ-АВТОГЕНЕРАТОРЫ

### 11.1. Теоретические сведения

#### 11.1.1. Линейная теория автогенератора

Рассмотрим активный элемент (транзистор, электронная лампа), три зажима которого соединены комплексными проводимостями  $Y_1, Y_2, Y_3$ , как показано на рис. 11.1. Считаем, что в эти проводимости входят также входные ( $Y_i$ ), выходные ( $Y_{out}$ ) и проходные ( $Y_t$ ) проводимости активного элемента, за исключением переходной проводимости (крутизны характеристики  $S$ ), а также проводимости нагрузки ( $Y_l$ ). В дальнейшем проводимости активного элемента не учитываются и полагаются равными нулю. Кроме проводимостей активного элемента в проводимости  $Y_1, Y_2, Y_3$  входят внешние (навесные) проводимости ( $Y_{nc}$ ). Тогда выражения для проводимостей будут иметь следующий вид:

$$Y_1 = Y_{1c} + Y_t, \quad Y_2 = Y_{2c} + Y_i, \quad Y_3 = Y_{3c} + Y_{out} + Y_l.$$

Суммарная проводимость их соединения  $Y_\Sigma = \frac{Y_1 Y_2}{Y_1 + Y_2} + Y_3$ . На резонанс-

ной частоте  $\omega_0$  мнимая часть  $\text{Im} Y_\Sigma$  должна обращаться в ноль. Будем полагать, что активный элемент включен как усилитель напряжения (схемы с заземленным эмиттером, заземленным истоком, заземленным катодом). Тогда напряжение на его входе  $U_i$  (на проводимости  $Y_2$ ) будет меньше выходного

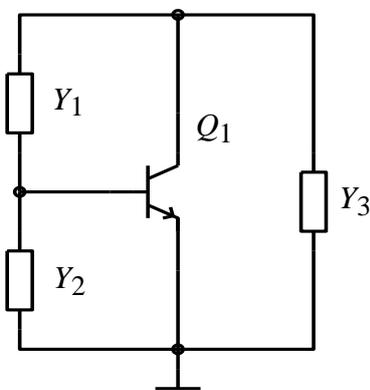


Рис. 11.1

напряжения  $U_{out}$  (на проводимости  $Y_3$ ). Соотно-

шение между этими напряжениями определяется коэффициентом передачи цепи  $Y_1-Y_2$   $\beta = \frac{1}{1 + Y_2/Y_1}$ ,

где  $\beta$  – коэффициент обратной связи. Так как фаза выходного напряжения усилителя повернута на  $180^\circ$  по отношению к входному, для получения положительной обратной связи фазосдвигающая цепь  $Y_1-Y_2$  должна обеспечить такой же поворот фазы.

Следовательно, коэффициент  $\beta$  должен быть вещественным и отрицательным, для чего  $Y_1$  и  $Y_2$  должны иметь разные знаки и модуль отношения  $|Y_2/Y_1| > 1$ . Это возможно лишь при условии, что мнимые составляющие  $Y_1$  и  $Y_2$  ( $B_1$  и  $B_2$ ) имеют разные знаки и  $|B_2| > |B_1|$ . Фазосдвигающая цепь резонирует на частоте, отличной от  $\omega_0$ . Для резонанса на частоте  $\omega_0$  контур дополняется проводимостью  $Y_3$ , мнимая часть которой  $B_3$  имеет тот же знак, что и  $B_2$ , и значение  $B_3$  обеспечивает выполнение равенства  $|B_2 B_3 / (B_2 + B_3)| = |B_1|$ . На частоте резонанса  $B_1 = -B_2 B_3 / (B_2 + B_3)$ , тогда

$$\beta = \frac{1}{1 + B_2/B_1} = \frac{1}{1 - B_3/(B_1 + B_3)} = 1 + \frac{B_3}{B_1}.$$

Такая конфигурация схемы, когда активный элемент присоединен внешними выводами к трем определенным точкам колебательного контура, носит название «трехточечной». В диапазоне СВЧ чаще всего используется вариант «емкостной трехточки» (в зарубежной литературе – «схема Колпица»), когда  $Y_1$  реализуется в виде индуктивности, а  $Y_2, Y_3$  – в виде емкостей.

Качество работы АГ в очень большой степени зависит от добротности его колебательной системы. Если рассматривать колебательный контур, образованный только навесными элементами  $Y_{1c}, Y_{2c}, Y_{3c}$ , то его «собственная» добротность  $Q_i$  определяется главным образом добротностью индуктивного звена, так как добротность емкостей существенно выше, чем добротность индуктивностей. В схеме с активным элементом добротность уменьшается благодаря активным компонентам проводимостей  $Y_l, Y_i, Y_t, Y_{out}$ . Такая добротность называется «нагруженной» добротностью  $Q_l$ . По определению добротность равна отношению энергии, запасаемой в реактивном элементе контура на частоте резонанса (энергия, запасаемая в индуктивности или емкости, одинакова), к энергии, расходуемой на потери во всех элементах контура:  $Q_i = X_{L0}/r_{di} = B_{L0}/G_{di}$ . Здесь в числителях, соответственно, реактивное сопротивление и проводимость индуктивности на частоте резонанса, в знаменателях – активные сопротивления и проводимости потерь в контуре без активного элемента, пересчитанные к индуктивности. Выражение для нагруженной добротности отличается тем, что в сопротивление и проводимость потерь включены потери, связанные с активным элементом и нагруз-

кой. Определим активные составляющие проводимостей  $Y_1, Y_2, Y_3$ :  $\text{Re}Y_1 = G_{1c} + G_t$ ,  $\text{Re}Y_2 = G_{2c} + G_i$ ,  $\text{Re}Y_3 = G_{3c} + G_l + G_{\text{out}}$ . Далее приведено выражение для проводимости потерь  $G_\Sigma$ , пересчитанной параллельно  $Y_1$  в предположении, что  $\text{Im}Y_2 \gg \text{Re}Y_2$ ,  $\text{Im}Y_3 \gg \text{Re}Y_3$ . Эти условия всегда выполняются для высокодобротных контуров. Тогда

$$G_\Sigma \approx \frac{\text{Re}Y_2(\text{Im}Y_3)^2 + \text{Re}Y_3(\text{Im}Y_2)^2}{(\text{Im}Y_2 + \text{Im}Y_3)^2} \quad \text{и нагруженная добротность будет}$$

$$Q_l = \frac{B_1}{G_{Lc} + G_\Sigma}. \quad \text{Здесь } G_{Lc} \text{ – собственная проводимость потерь индуктивности.}$$

Перейдем к анализу работы АГ в линейном приближении.

ВАХ транзисторов (биполярных и полевых), а также таких электронных ламп, как пентоды и тетроды, таковы (малая зависимость выходного тока от напряжения питания), что их можно рассматривать как источники тока. Тогда ток, протекающий через колебательный контур, будет равен  $I_k = SU_i$ , где  $S$  – крутизна характеристики активного элемента в области рабочих токов АГ,  $U_i = \beta U_k$  – напряжение на входе активного элемента, а  $U_k$  – напряжение на контуре (на проводимости  $Y_3$ ). Колебательный контур (КК) АГ состоит из двух параллельно включенных цепей – цепи  $Y_3$  и цепи последовательно включенных  $Y_1$  и  $Y_2$ . Для емкостной трехточки  $Y_1$  есть индуктивность, а  $Y_2, Y_3$  – емкости. Проводимость цепочки  $Y_1$ – $Y_2$  равна  $Y_{1,2} = \frac{Y_1 Y_2}{Y_1 + Y_2}$ . В пред-

положении высокой добротности КК приближенное значение этой проводимости

$$Y_{1,2} = \frac{B_1^2 G_2 + B_2^2 G_1}{(B_1 + B_2)^2} + j \frac{B_1 B_2}{B_1 + B_2}. \quad \text{Так как ранее все активные проводимости были перечислены к } Y_1, \text{ то } G_2 \text{ можно положить равным нулю, и тогда}$$

$$Y_{1,2} = \frac{G_1 B_2^2 / B_1^2}{(1 + B_2 / B_1)^2} + j \frac{B_2}{1 + B_2 / B_1}.$$

Ранее было показано, что величина коэффициента обратной связи опре-

$$\text{деляется как } \beta = \frac{1}{1 + Y_2 / Y_1} \approx \frac{1}{1 + B_2 / B_1}. \quad \text{Тогда } Y_{1,2} = G_1 B_2^2 \beta^2 / B_1^2 + j B_2 \beta.$$

Из выражения для  $\beta$  следует, что  $B_2 = B_1(1-\beta)/\beta$ , а  $Y_{1,2} = G_1(1-\beta)^2 + jB_1(1-\beta)$ . Активная проводимость  $G_1$  включает в себя все потери КК, и поэтому  $G_1 = B_1/Q_l$ . Следовательно, окончательно  $Y_{1,2} = B_1(1-\beta)^2/Q_l + jB_1(1-\beta)$ . Поскольку для обеспечения положительной обратной связи значение  $\beta$  должно быть вещественным и отрицательным,  $Y_{1,2} = B_1(1+|\beta|)^2/Q_l + jB_1(1+|\beta|)$ . Тогда КК может быть представлен в виде параллельного соединения трех проводимостей: активной  $G = B_1(1+|\beta|)^2/Q_l$ , индуктивной  $B_L = -B_1(1+|\beta|)$  и емкостной  $B_3$ . Теперь удобно перейти от проводимостей к сопротивлениям: активное сопротивление  $R = \omega_0 L_e Q_l / (1+|\beta|)$ , индуктивное  $\omega_0 L_e$ , где  $L_e = L / (1+|\beta|)$ , и емкостное  $-1/\omega_0 C_2$  (рис. 11.2). Все эти сопротивления соединены параллельно и через них текут токи:  $I_R = \frac{U_K}{R}$ ,  $I_L = \frac{1}{L_e} \int U_K dt$  и  $I_C = C_2 \frac{dU_K}{dt}$ . Сумма этих токов должна быть равна току  $I_K$ , который создается активным элементом:  $I_K = S U_i = S \beta U_K = \frac{U_K}{R} + \frac{1}{L} \int U_K dt + C_2 \frac{dU_K}{dt}$ . Принимая во внимание, что напряжение  $U_K$  на КК АГ (благодаря его высокой добротности) содержит практически только первую гармонику сигнала, создаваемую первой гармоникой тока  $I_K$ , вместо статической крутизны  $S$  надо использовать крутизну по первой гармонике  $S_1$ . Тогда уравнение примет вид

$$S_1 |\beta| U_K = \frac{U_K}{R} + \frac{1}{L_e} \int U_K dt + C_2 \frac{dU_K}{dt}.$$

Продифференцировав это уравнение по времени, получаем дифференциальное уравнение следующего вида:

$$\frac{d^2 U_K}{dt^2} + \frac{1}{RC_2} (1 - S_1 |\beta| R) \frac{dU_K}{dt} + \frac{U_K}{L_e C_2} = 0$$

Решение этого уравнения:

$$U_K = U_m \exp \left[ -\frac{1}{2RC_2} (1 - S_1 |\beta| R) t \right] \exp(j\omega_0 t)$$

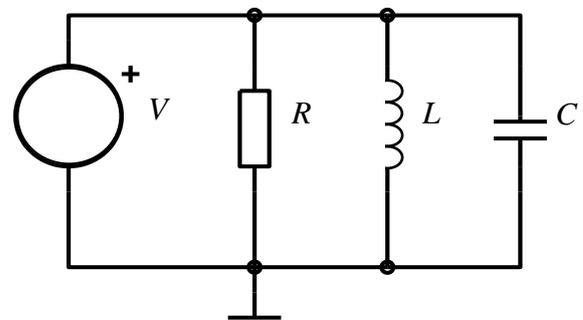


Рис. 11.2

, где  $U_m$  – амплитуда колебаний,  $\omega_0 = 1/\sqrt{L_e C_2}$ .

Самовозбуждение АГ возможно, лишь если  $S_1 |\beta| R > 1$ . Заметим, что самовозбуждение начинается с малых амплитуд при отсутствии отсечки коллекторного тока, и поэтому крутизна  $S_1$  в начале процесса самовозбуждения равна крутизне в рабочей точке  $S$ . Подставив в это выражение  $R = \omega_0 L_e Q_l / (1 + |\beta|) = \omega_0 L Q_l / (1 + |\beta|)^2$ , получим  $S |\beta| \omega_0 L Q_l / (1 + |\beta|)^2 > 1$ . Крутизна  $S_1 = \frac{S}{\pi} (\Theta - \sin \Theta \cos \Theta)$ , где  $S$  – статическая крутизна активного элемента в выбранной рабочей точке, а  $\Theta$  – угол отсечки. В начале процесса самовозбуждения, пока напряжение  $U_i$  мало, угол отсечки можно считать равным  $180^\circ$  и  $S_1 = S$ . При достижении установившегося состояния («баланс амплитуд») угол отсечки равен  $\Theta_c$  и должно выполняться условие  $S_{1c} \beta R = 1$ , откуда  $\frac{S}{\pi} (\Theta_c - \sin \Theta_c \cos \Theta_c) |\beta| \omega_0 L Q_l = (1 + |\beta|)^2$ . В установившемся состоянии с выхода цепи обратной связи на вход подается напряжение с постоянной амплитудой и на контуре АГ напряжение тоже имеет постоянную амплитуду. В этом случае АГ можно рассматривать как усилитель, работающий в нелинейном режиме (с отсечкой выходного тока), и рассчитывать, как усилитель, задавая определенную выходную мощность, определяя параметры КК АГ. Значение  $\beta$ , при котором обеспечивается «баланс амплитуд» (при заданном значении  $R$ ) определяется  $S_{1c}$ . Необходимо определить угол отсечки через такие параметры АГ, как мощность, отдаваемую в нагрузку, подводимую мощность в режиме стационарных колебаний и сопротивление нагрузки  $R$ . Порядок такого расчета будет рассмотрен в 12.4. Иногда при анализе работы АГ используется концепция отрицательного сопротивления, вносимого в КК активным элементом. Обычно АГ рассматриваются как цепи с положительной обратной связью, однако эта концепция неприменима к АГ на основе приборов, ВАХ которых имеет падающий участок (туннельные, ганновские, лавинно-пролетные диоды). Такие АГ называют негатронными. Поэтому представляет интерес рассмотрение возможности приложения концепции отрицательного вносимого сопротивления (проводимости) для всех схем АГ.

Рассмотрим уединенный параллельный контур, активное сопротивление которого равно  $R_{\Sigma} = \frac{R_g R}{R_g + R}$ , где  $R_g$  – сопротивление, вносимое активным элементом АГ, а  $R$  – сопротивление потерь. Решив однородное дифференциальное уравнение для этого контура (которое отличается от предыдущего отсутствием вынуждающего тока  $I_k$ ), получим:

$$U_k = U_m \exp\left(-\frac{t}{2CR_{\Sigma}}\right) \exp(j\omega_0 t).$$

Поскольку объект рассмотрения в обоих случаях один и тот же, полученные решения должны быть равны друг другу, что влечет за собой равенство  $\frac{1}{2CR_{\Sigma}} = \frac{1 - S\beta R}{2CR}$ . Подставляя в последнее равенство выражение для  $R_{\Sigma}$ , получим  $R_g = -\frac{1}{S\beta}$ . Тогда  $U_k = B \exp\left[-\frac{1}{2CR}(1 - R/R_g)\right] \exp(j\omega_0 t)$ . Из этого выражения видно, что если  $R_g > R$ , колебания затухают, если  $R_g < R$  – нарастают, а если  $R_g = R$  – амплитуда остается постоянной.

Определив значения  $L, Q_l, \Theta_c, S_{1c}$  ( $\Theta_c$  выбирают в пределах  $45 \dots 90^\circ$ ), определяют значение  $\beta$ . Индуктивность  $L$  выбирают так, чтобы произведение  $\omega_0 L$  было порядка 100 Ом. Нагруженную добротность  $Q_l$  желательно иметь порядка половины собственной добротности  $Q_i$  КК АГ. Большое значение  $Q_l$  требует слабой связи транзистора с КК, т. е. малого значения  $\beta$ , а это в свою очередь требует, чтобы  $B_3$  было значительно меньше  $B_2$  ( $C_1 \gg C_2$ ). Крутизна  $S$  существенно зависит от частоты (так как элемент матрицы рассеяния транзистора  $S_{21}$  уменьшается с увеличением частоты).

### ***11.1.2. Использование отрезков линий передачи в качестве индуктивностей в ГУН***

Отрезок ЛП, закороченной на конце, длиной менее  $\lambda/4$  имеет входное сопротивление вида  $Z_i = jZ_0 \operatorname{tg}(kl)$ , где  $Z_0$  – волновое сопротивление ЛП;  $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu} = 2\pi/\lambda$  ( $\epsilon, \mu$  – параметры среды, заполняющей ЛП,  $\lambda$  – длина волны в ЛП);  $l$  – геометрическая длина ЛП. Если не учитывать потери в ЛП, то  $Z_i$  является чисто мнимым и имеет индуктивный характер. При  $l = \lambda/4$  тан-

генс обращается в бесконечность. Следовательно, можно использовать равенство  $\omega L_e = Z_0 \operatorname{tg} kl$ , где  $L_e$  – эквивалентная индуктивность ЛП. Тогда  $L_e = \frac{Z_0}{\omega} \operatorname{tg} kl$ . В отличие от обычной сосредоточенной индуктивности  $L_e$  зависит от частоты. Если угол  $kl$  меньше  $30^\circ$ , то тангенс можно заменить его аргументом. Тогда  $L_e = Z_0 \sqrt{\epsilon \mu} l$  и для коротких отрезков ЛП можно считать, что  $L_e$  не зависит от частоты. Однако для получения больших значений  $L_e$  приходится увеличивать  $Z_0$ , что приводит к росту потерь и снижению добротности. При использовании отрезков ЛП с углом  $kl$ , большим  $45^\circ$ , величина  $L_e$  становится существенно зависимой от частоты, так как с ростом частоты функция  $\operatorname{tg} kl$  растет быстрее, чем частота, и, следовательно, значение  $L_e$  растет с увеличением частоты. Для АГ, работающих на фиксированной частоте, это не имеет значения, однако существенно для ГУН. Действительно, если выбрать  $L_e$  на нижней частоте при максимальной емкости варикапа, то при уменьшении емкости варикапа и росте частоты, генерируемой ГУН, в свою очередь будет расти  $L_e$ , что приведет к уменьшению частоты по сравнению с ГУН, в котором используется сосредоточенная индуктивность. Таким образом, перекрытие по частоте для ГУН с отрезком ЛП (резонатором, чаще всего коаксиальным) меньше, чем для ГУН с сосредоточенной индуктивностью. Оценим приближенно изменения частоты в ГУН с сосредоточенной индуктивностью и в ГУН с резонатором. В ГУН СВЧ полная емкость КК АГ зависит от управляющего напряжения  $u$ , т. е.  $C = f(u)$ . Резонансная частота КК с сосредоточенной индуктивностью определится как  $\omega_L = 1/\sqrt{LC}$ , где  $L$  – индуктивность КК. Преобразуем это выражение так, чтобы в него входило сопротивление индуктивности  $X_L = \omega_L L$ , тогда получим:  $\omega_L = \sqrt{\omega_L} / \sqrt{X_L C}$ , или  $\omega_L = 1/(X_L C)$ . Следовательно, для ГУН с коаксиальным резонатором  $\omega_R = 1/(Z_0 C \operatorname{tg} kl)$ . Оценим теперь изменение резонансной частоты для обоих КК при изменении емкости  $C$ . Очевидно, что для  $LC$  КК справедливо отношение  $\omega_2/\omega_1 = \sqrt{C_1/C_2}$ . Для резонаторного КК функция  $\operatorname{tg} kl$  зависит от частоты и для резонансных частот  $\omega_{R1}, \omega_{R2}$  будут справедливы уравнения вида:  $\omega_{R1} = 1/(Z_0 C_1 \operatorname{tg} k_1 l)$ ,  $\omega_{R2} = 1/(Z_0 C_2 \operatorname{tg} k_2 l)$ . Поделив

одно на другое, получаем равенство  $\frac{\omega_{R2}C_2}{\omega_{R1}C_1} = \frac{\operatorname{tg} k_1 l}{\operatorname{tg} k_2 l}$ , в котором неизвестна

только длина КР  $l$ . Для ее определения получаем трансцендентное уравнение

$\operatorname{tg} k_1 l - \frac{\omega_{R2}C_2}{\omega_{R1}C_1} \operatorname{tg} k_2 l = 0$ , решить которое проще всего графически.  $Z_0$  опре-

деляется выражением  $Z_0 = 1/(\omega_{R1}C_1 \operatorname{tg} k_1 l)$ . В данном случае эквивалентная

индуктивность КК представляет собой последовательное соединение емкости

варикапа  $C_v$  и сосредоточенной индуктивности  $L$ . Заменяя индуктивность

резонатором, получаем на частоте  $f_1$  уравнение

$\omega_1 L - \frac{1}{\omega_1 C_{v1}} = Z_0 \operatorname{tg} k_1 l - \frac{1}{\omega_1 C_{vr1}}$ , где  $C_{vr1}$  – емкость варикапа, обеспечиваю-

щая выполнение равенства. Такое же уравнение можно записать для частоты

$f_2$ :  $\omega_2 L - \frac{1}{\omega_2 C_{v2}} = Z_0 \operatorname{tg} k_2 l - \frac{1}{\omega_2 C_{vr2}}$ . Из этих уравнений получаем транс-

цендентное уравнение для определения длины КР  $l$ :  $\operatorname{tg} k_1 l - \frac{\omega_1}{\omega_2} \gamma \operatorname{tg} k_2 l = 0$ ,

где  $\gamma = \frac{1 - (1/C_{v1} - 1/C_{vr1})/(\omega_1^2 L)}{1 - (1/C_{v2} - 1/C_{vr2})/(\omega_2^2 L)}$ . Решая уравнение графическим путем,

находим длину  $l$ . Волновое сопротивление находим из уравнения

$$Z_0 = \frac{\omega_1 L - (1/C_{v1} - 1/C_{vr1})/\omega_1}{\operatorname{tg} k_1 l}.$$

Перейдем теперь к вопросу о фазовых шумах. Фазовые шумы (ФШ) яв-

ляются одним из важнейших параметров АГ. Эти шумы образуются вслед-

ствие преобразования шумовых напряжений, создаваемых активным элемен-

том АГ и активными сопротивлениями его схемы, в фазомодулированные

колебания. Наибольшими ФШ обладают ГУН с управляющим элементом в

виде варикапа. Уровень фазовых шумов зависит от производной  $d\omega/du$ , где

$u$  – управляющее напряжение на варикапе. Найдем значение этой производ-

ной для ГУН с сосредоточенной индуктивностью  $L$ :

$$\frac{d\omega_L}{du} = \frac{d}{du} \left( \frac{1}{\sqrt{LC}} \right) = \frac{1}{\sqrt{L}} \frac{d}{du} \left( \frac{1}{\sqrt{C}} \right) = -\frac{1}{2\sqrt{LC}} \frac{1}{C} \frac{dC}{du} = -\frac{\omega}{2} \frac{1}{C} \frac{dC}{du}.$$

Для ГУН с КР:

$$\frac{d\omega_R}{du} = \frac{d}{du} \left( \frac{1}{Z_0 C \operatorname{tg} kl} \right) = \frac{1}{Z_0 \operatorname{tg} kl} \frac{d}{du} \left( \frac{1}{C} \right) = -\frac{1}{Z_0 C^2 \operatorname{tg} kl} \frac{dC}{du} = -\frac{\omega}{C} \frac{dC}{du}.$$

Сравнивая оба эти выражения, приходим к выводу, что для ГУН с КР абсолютное значение производной в 2 раза больше, чем для ГУН с сосредоточенной индуктивностью. Это значит, что при прочих равных условиях уровень фазовых шумов для ГУН с КР на 6 дБн выше, чем для ГУН с сосредоточенной индуктивностью (дБн – уровень шумов по отношению к уровню несущей частоты).

Интервал изменения частоты в ГУН с отрезком ЛП в качестве индуктивности будет всегда меньше, нежели для ГУН с сосредоточенной индуктивностью. Чем больший угол  $kl$  выбран на нижней частоте, тем меньше достижимое изменение частоты при той же вариации емкости варикапа.

### 11.1.3. Фазовые шумы АГ

Рассмотрим вопрос о фазовых шумах АГ. Найдем спектральную плотность шумов, создаваемых КК. К параллельному  $RLC$ -контуре (рис. 11.3) присоединен нешумящий АЕ, с помощью которого в контуре возбуждены колебания.

Согласно Найквисту среднеквадратичное значение ЭДС шума, создаваемого сопротивлением  $R$  в полосе  $\Delta f$ , может быть определено как  $\bar{\varepsilon}^2 = 4kTR\Delta f$ , где  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура в кельвинах;  $\Delta f$  – полоса частот, в которой измеряется напряжение. Найдем шумовое напряжение на контуре  $U_{\text{ш}} = \varepsilon / (1 - jR/X)$ . Его среднеквадратичное напря-

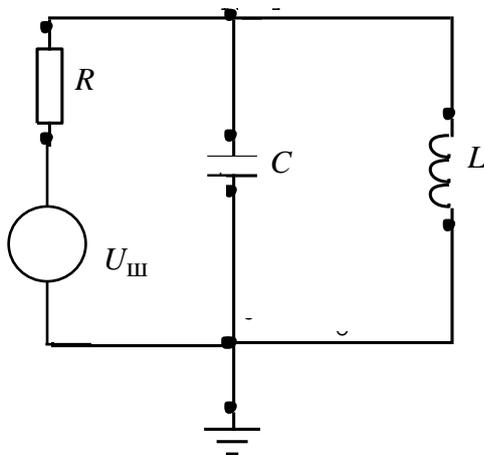


Рис. 11.3

жение будет равно:  $\bar{U}_{\text{ш}}^2 = \bar{\varepsilon}^2 / (1 + R^2/X^2)$ , здесь  $X$  – сопротивление параллельного соединения  $L, C$ , которое при замене  $\omega = \omega_0(1 + \Delta\omega/\omega_0)$  и с учетом соотношения  $Q = R\omega_0 C$ , приближенно равно  $X \approx R\omega_0 / Q2\Delta\omega$ , и тогда  $\bar{U}_{\text{ш}}^2 = \frac{4kTR\Delta f}{1 + Q^2 (2\Delta\omega/\omega_0)^2}$ . Спектральная

плотность этого напряжения определится

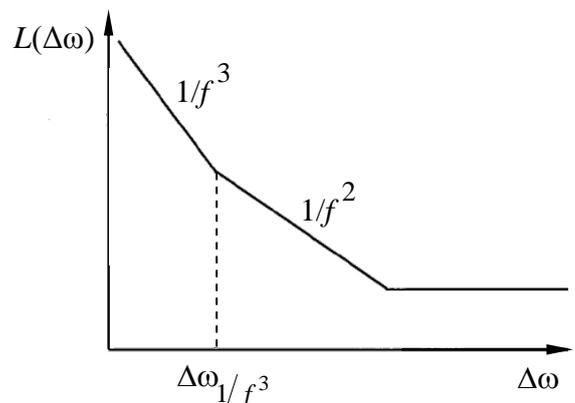
как  $\frac{\bar{U}_{\text{ш}}^2}{\Delta f} = \frac{4kTR}{1+Q^2(2\Delta\omega/\omega_0)^2}$ . Мерой ФШ является отношение их спектральной плотности к квадрату напряжения частоты, генерируемой АГ, который равен  $U_{\text{к}}^2 = 2P_{\text{Г}}R$ , где  $P_{\text{Г}}$  – мощность АГ. Полученное выражение имеет вид  $\frac{2kT}{P_{\text{Г}}[1+Q^2(2\Delta\omega/\omega_0)^2]}$ . Обычно оно представляется в логарифмическом масштабе:

$$L(\Delta\omega) = 10\log\left[\frac{2kT}{P_{\text{Г}}[1+Q^2(\Delta\omega/\omega_0)^2]}\right].$$

На этом этапе учтены только тепловые шумы, вносимые за счет активных сопротивлений потерь. Если учесть также фликкер-шумы и дробовые шумы, создаваемые АЭ генератора, то

$$L(\omega) = 10\log\left[\frac{2kT}{P_{\text{Г}}}\frac{1}{1+(Q\Delta\omega/\omega_0)^2}\left(1+\frac{\Delta\omega_1/f^3}{|\Delta\omega|}\right)\right].$$

Примерный вид этой зависимости изображен на рис. 11.4. Здесь участок с частотной зависимостью  $1/f^3$  определяется фликкер-шумами АЭ, участок с зависимостью  $1/f^2$  – тепловыми шумами, равномерная часть определяется значением  $10\log(2kT/P_{\text{Г}})$ . Для уменьшения ФШ надо использовать АЭ с минимальными шумами, использовать КК с возможно более высокой добротностью и большую мощность  $P_{\text{Г}}$ . Имея в виду, что помехи могут проникать из источников питания АГ и создавать дополнительные источники ФШ, необходимо тщательно фильтровать питающие напряжения.



## 11.2. Конструкции автогенераторов СВЧ

СВЧ АГ принципиально не отличаются от низкочастотных АГ. Основным отличием является замена LC-колебательного контура резонатором на отрезках ЛП.

Рис. 11.4

На рис. 11.5 приведена обобщенная схема СВЧ АГ. В качестве резонатора используется отрезок ЛП с последовательно включенной настроечной емкостью, с которым индуктивно (с помощью проволочных петель) связаны вход и выход АЭ и выходная цепь АГ. Отрезок ЛП вместе с емкостью представляет собой полуволновый резонатор. Так как оба его конца заземлены, электрическое поле обращается в ноль на концах и максимально в центре, а магнитное поле максимально на концах и меняет знак, проходя через ноль в центре. Ввиду этого фаза сигнала, возбужденного АЭ в резонаторе правой нижней петлей, поворачивается на  $180^\circ$  на входе АЭ. Если сравнивать этот АГ с низкочастотными, то он представляет собой вариант трансформаторной схемы. На рис. 11.6 показан другой АГ, в котором АЭ включен по схеме с заземленным стоком. Конструкция подобного АГ (с АЭ в виде биполярного транзистора, включенного по схеме с общей базой) показана на рис. 11.7. Здесь выводы коллектора и эмиттера соединены с петлями, возбуждаемыми магнитным полем коаксиального резонатора. В схеме с общей базой напряжения на зажимах эмиттер–база и коллектор–база синфазны, и поэтому цепь обратной связи не должна вносить фазового сдвига. Коэффициент обратной связи определяется размерами и местоположением петель связи. На рис. 11.8 представлена подобная конструкция с АЭ в виде диода Ганна. Напряжение питания выбирается так, чтобы рабочая точка находилась в середине участка ВАХ с отрицательным наклоном.

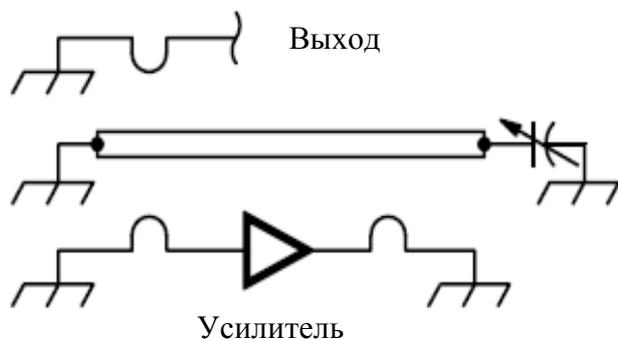


Рис. 11.5

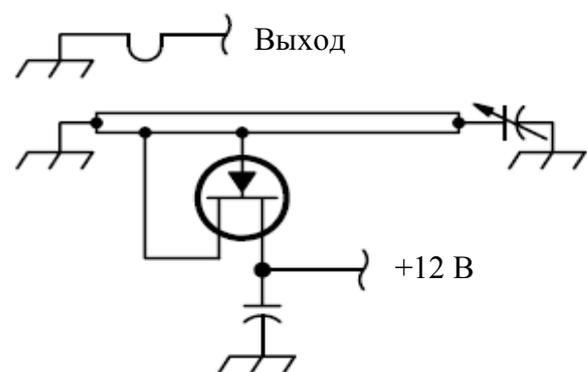


Рис. 11.6

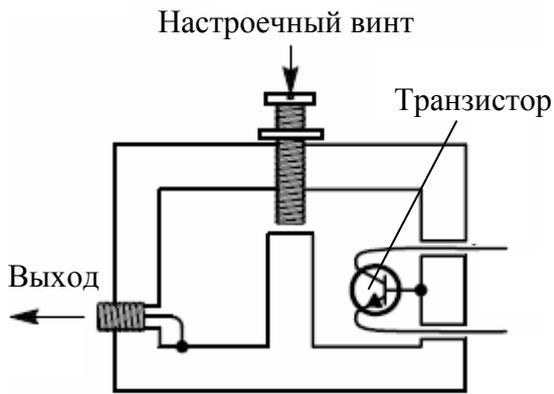


Рис. 11.7

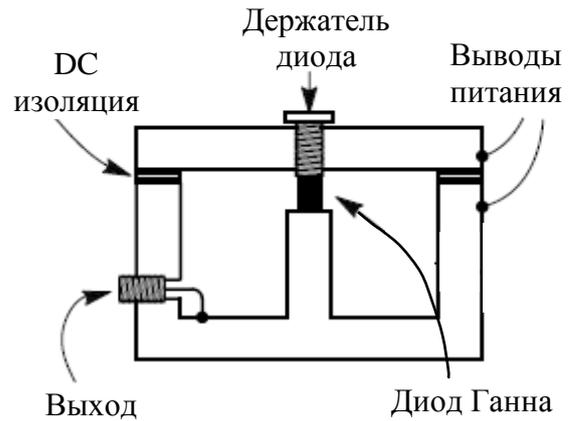


Рис. 11.8

В этом случае диод вносит в резонатор отрицательное сопротивление, которое обеспечивает работу АГ. Верхняя крышка резонатора отделена от его остальной части очень тонкой диэлектрической прокладкой и напряжение питания подключается между верхней крышкой и остальной частью. Выходной разъем АГ связан с магнитным полем резонатора с помощью петли.

На рис. 11.9 показана конструкция АГ на ферритовом резонаторе. Сферический резонатор из монокристалла ЖИГ находится внутри магнитной системы АГ. Там же находится и плата с АЭ, с которой связан выходной разъем. Магнитная система заключена в кожух из мю-металла (пермаллой) с высокой магнитной проницаемостью, защищающий резонатор от внешних магнитных полей. Магнитопровод имеет Ш-образную форму, на его центральном стержне

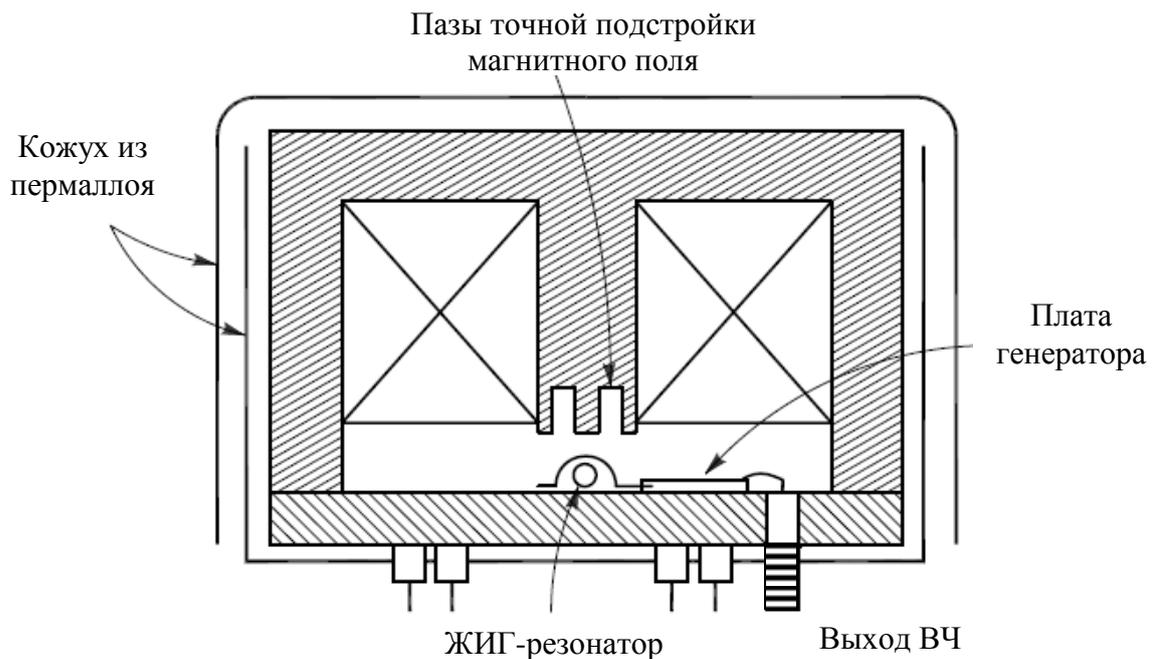


Рис. 11.9

находится основная обмотка для создания управляющего частотой магнитного поля. На торце стержня находятся пазы, в которых помещается дополнительная обмотка для точной подстройки магнитного поля. Вся конструкция помещается в термостат для обеспечения постоянной температуры резонатора.

Необходимо отметить, что вплоть до частот порядка 10 ГГц конструкции АГ (обычно в виде ГУН) выполняются так же, как и конструкции низкочастотных АГ. Разница только в том, что используются навесные элементы (сопротивления, емкости, индуктивности, транзисторы, диоды) очень малых размеров в виде «чипов». Вся схема создается на маленькой печатной платке, размеры которой малы по сравнению с длиной волны, методом поверхностного монтажа.

### 11.3. Мощные автогенераторы СВЧ

Основным мощным электровакуумным АГ в настоящее время является магнетрон, конструкция которого представлена на рис. 11.10. Он используется в качестве источника СВЧ-колебаний в импульсных радиолокационных станциях и СВЧ-нагревательных установках. Основой конструкции является анодный блок, представляющий собой круглую медную пластину толщиной порядка нескольких сантиметров, в которой просверлены цилиндрические отверстия (резонаторы), связанные с центральной областью, в которой находится катод, отверстиями связи. Вдоль оси катода прикладывается магнитное поле, создаваемое постоянным магнитом. Катод находится под большим отрицательным потенциалом по отношению к заземленному катоду. Если бы магнитное поле отсутствовало, поток электронов двигался по радиусу структуры к аноду. При наличии поля электроны перемещаются к

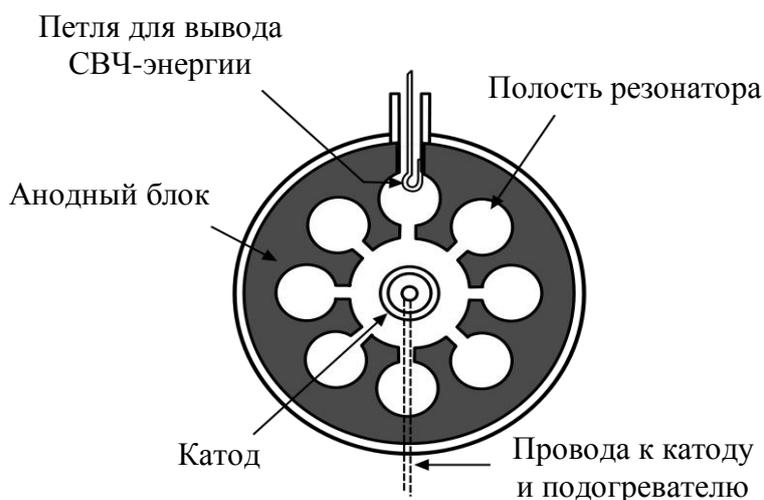


Рис. 11.10

аноду по спиральной траектории, пролетая мимо отверстий связи и возбуждая электромагнитное поле в резонаторах. Электронный поток вносит отрицательное сопротивление в резонаторы, благодаря чему происходят автоколебания, как в любом «негатронном» АГ. Частота колебаний определяется размерами резонаторов.

## 12. УСИЛИТЕЛИ СВЧ

### 12.1. Линейные усилители СВЧ

Современные усилители СВЧ выполняются на транзисторах (ТР). Хотя ТР является нелинейным устройством, при малых уровнях усиливаемого сигнала его можно считать линейным. Это приближение позволяет использовать для его расчета теорию цепей СВЧ. ТР в линейном режиме описывается МР в виде таблицы значений ее элементов на разных частотах. С точки зрения теории цепей ТР представляет собой четырехполюсник. В разд. 1 получено выражение для волны  $b_1$ , выходящей из входного порта:

$$b_1 = S_{11}a_1 + \frac{S_{12}S_{21}a_1\rho_H}{1 - S_{22}\rho_H} = a_1 \left( S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\rho_H}{1 - S_{22}\rho_H} \right).$$

Мощность, поступающая в четырехполюсник, равна:

$$P_{\text{вх}} = |a_1|^2 - |b_1|^2 = |a_1|^2 \left( 1 - \left| S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\rho_H}{1 - S_{22}\rho_H} \right|^2 \right).$$

Мощность, поступающая в нагрузку:

$$P_{\text{н}} = |b_2|^2 - |a_2|^2 = |b_2|^2 (1 - |\rho_H|^2) = \frac{|S_{21}a_1|^2}{|1 - S_{22}\rho_H|^2} (1 - |\rho_H|^2).$$

Тогда коэффициент передачи (КП) по мощности

$$G = \frac{P_{\text{н}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\rho_H|^2)}{|1 - S_{22}\rho_H|^2 \left( 1 - \left| S_{11} + \frac{S_{21}S_{12}\rho_H}{1 - S_{22}\rho_H} \right|^2 \right)} = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\rho_H|^2)}{|1 - S_{22}\rho_H|^2 (1 - |\rho_{\text{вх}}|^2)}.$$

Это выражение получено в предположении произвольной нагрузки и внутреннего сопротивления источника, равного  $Z_0$  (волновое сопротивление ЛП, присоединенных к входу и выходу). Если согласовать вход, то  $b_1$  обра-

тится в ноль,  $\rho_{\text{ВХ}} = 0$ ,  $P_{\text{ВХ}} = |a_1|^2$  и  $G = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\rho_{\text{Н}}|^2)}{|1 - S_{22}\rho_{\text{Н}}|^2}$ . КП по мощности могут иметь разный смысл. Далее приведены 3 выражения:

$$G = \frac{\text{Мощность, отдаваемая в нагрузку}}{\text{Мощность, поступающая на вход}} = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\rho_{\text{Н}}|^2)}{(1 - |\rho_{\text{ВХ}}|^2) |1 - S_{22}\rho_{\text{Н}}|^2},$$

$$G_A = \frac{\text{Доступная мощность на выходе}}{\text{Доступная мощность от источника}} = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\rho_{\text{И}}|^2)}{|1 - S_{11}\rho_{\text{И}}|^2 (1 - |\rho_{\text{ВЫХ}}|^2)},$$

$$G_T = \frac{\text{Мощность, отдаваемая в нагрузку}}{\text{Доступная мощность от источника}} = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\rho_{\text{И}}|^2) (1 - |\rho_{\text{Н}}|^2)}{|1 - \rho_{\text{ВХ}}\rho_{\text{И}}|^2 |1 - S_{22}\rho_{\text{Н}}|^2}.$$

Здесь  $\rho_{\text{ВЫХ}} = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\rho_{\text{И}}}{1 - S_{11}\rho_{\text{И}}} = \frac{Z_{\text{ВЫХ}} - Z_0}{Z_{\text{ВЫХ}} + Z_0}$ ;  $\rho_{\text{ВХ}} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\rho_{\text{Н}}}{1 - S_{22}\rho_{\text{Н}}} = \frac{Z_{\text{ВХ}} - Z_0}{Z_{\text{ВХ}} + Z_0}$ ;

$\rho_{\text{Н}} = \frac{Z_{\text{Н}} - Z_0}{Z_{\text{Н}} + Z_0}$ ;  $\rho_{\text{И}} = \frac{Z_{\text{И}} - Z_0}{Z_{\text{И}} + Z_0}$ ,  $\rho_{\text{ВЫХ}}$  – коэффициент отражения от выхода че-

тырехполюсника, к входу которого подсоединено сопротивление  $Z_{\text{И}}$ ;  $\rho_{\text{ВХ}}$  – коэффициент отражения от входа четырехполюсника, к выходу которого подсоединено сопротивление  $Z_{\text{Н}}$ ;  $\rho_{\text{Н}}$  – коэффициент отражения от нагрузки;  $\rho_{\text{И}}$  – коэффициент отражения от источника;  $Z_{\text{ВЫХ}}$  – выходное сопротивление четырехполюсника, вход которого нагружен на сопротивление  $Z_{\text{И}}$ ;  $Z_0$  – волновое сопротивление, для которого определены элементы МР;  $Z_{\text{ВХ}}$  – входное сопротивление четырехполюсника, нагруженного на сопротивление  $Z_{\text{Н}}$ ;  $Z_{\text{Н}}$  – сопротивление нагрузки на выходе четырехполюсника;  $Z_{\text{И}}$  – собственное (внутреннее) сопротивление источника сигнала. Понятие доступной мощности означает значение мощности, которую источник может отдавать (источник отдает максимальную мощность в нагрузку, комплексно согласованную с его собственным сопротивлением; при этом в нагрузку поступает половина мощности, вторая половина рассеивается на вещественной части собственного сопротивления). Если четырехполюсник абсолютно устойчив во всем диапазоне частот (коэффициент устойчивости  $K_y > 1$ ), то максимальный КП можно получить комплексно-сопряженным согласованием вхо-

да и выхода. Коэффициент устойчивости определяется только МР транзистора:

$$K_y = \frac{|S_{11}|^2 + |S_{22}|^2 - |\Delta|^2}{2|S_{12}S_{21}|^2}. \text{ Здесь } \Delta = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}.$$

## 12.2. Усилители мощности СВЧ

Усилители мощности (УМ) различают по классам работы, которые определяются так называемым «углом отсечки» ( $\Theta$ ) – половиной относительного (по отношению к периоду колебания гармонического сигнала) времени, в течение которого выходной ток АЭ (анодный, коллекторный, стоковый) равен нулю. Значение  $\Theta$  измеряется в градусах или радианах.

1. Класс А:  $\Theta > 180^\circ$ . Это значит, что выходной ток не обращается в ноль.

2. Класс АВ:  $90 < \Theta < 180^\circ$ . Выходной ток равен нулю в течение меньшей части половины периода.

3. Класс В:  $\Theta = 90^\circ$ . Выходной ток равен нулю в течение половины периода.

4. Класс С:  $\Theta < 90^\circ$ . Выходной ток равен нулю более чем в течение половины периода (класс С включает в себя классы D и E, для которых  $\Theta$  пропорционально уменьшается).

Использование отсечки позволяет увеличить КПД  $\eta$  УМ,  $\eta = P_1/P_0$ , где  $P_1$  – выходная мощность на первой гармонике усиливаемого сигнала;  $P_0$  – мощность, подводимая к УМ от источника питания.

Расчет УМ с учетом угла отсечки по линеаризованным входным ВАХ АЭ был предложен профессором ЛЭТИ (позже академиком АН СССР) А. И. Бергом в первой половине XX в. Опыт авторов по моделированию УМ показывает достаточно высокую точность расчета (расхождение между расчетными и моделированными значениями мощностей, токов и напряжений не превосходит 10 %). Если доступна достаточно точная модель АЭ (обычно в формате SPICE), то при расчете УМ СВЧ достаточно учесть индуктивности и емкости корпуса АЭ, внутри которого находится кристалл АЭ, так как модель описывает параметры кристалла без учета параметров схемы корпуса. По методике А. И. Берга в выходной цепи АЭ ток имеет вид косинусоидальных импульсов с максимальным значением, равным  $I_m$ , и относительной шириной при токе, стремящемся к нулю, равной  $2\Theta$ . Разложив импульс в ряд

Фурье можно получить значения амплитуд гармонических составляющих (постоянной и первой гармоники):

$$I_0 = I_m \alpha_1(\Theta) = I_m \frac{\sin \Theta - \Theta \cos \Theta}{\pi(1 - \cos \Theta)}, \quad I_1 = I_m \alpha_0(\Theta) = I_m \frac{\Theta - \sin \Theta \cos \Theta}{\pi(1 - \cos \Theta)}.$$

Для расчета УМ необходимо знать выходную мощность по первой гармонике  $P_1$ , выбрать класс усиления и  $\Theta$ , выбрать тип АЭ, напряжение питания  $U_{\Pi}$ , конечное сопротивление нагрузки.

АЭ выбирается исходя из значения верхней частоты рабочего диапазона и допустимой мощности рассеяния ( $P_{\text{рас}} \approx P_1$ ). Определим выходную мощность  $P_1 = \frac{I_1 U_{m1}}{2}$ . Здесь  $I_1$  – амплитуда тока первой гармоники на выходе

УМ;  $U_{m1}$  – амплитуда напряжения первой гармоники на выходе УМ. Примем  $U_{m1} = \xi U_{\Pi}$ , где  $\xi = (U_{\Pi} - U_{\text{нас}})/U_{\Pi}$ ;  $U_{\text{нас}}$  – значение напряжения для выходной ВАХ АЭ, при котором происходит резкий изгиб кривой ВАХ. Обычно  $\xi = 0,85 \dots 0,95$ . Тогда  $I_1 = 2P_1/\xi U_{\Pi}$ . Зная  $I_1$ , определим

$I_m = 2P_1/\xi U_{\Pi} \alpha_1(\Theta)$ , далее –  $I_0 = 2P_1 \alpha_0(\Theta)/\xi U_{\Pi} \alpha_1(\Theta)$ . Тогда подводимая мощность  $P_0 = I_0 U_{\Pi} = 2P_1 \alpha_0(\Theta)/\xi \alpha_1(\Theta)$ . КПД  $\eta = \xi \alpha_1(\Theta)/2\alpha_0(\Theta)$ , мощность

рассеивания  $P_{\text{рас}} = P_0 - P_1 = P_1 \left[ \frac{2\alpha_0(\Theta)}{\xi \alpha_1(\Theta)} - 1 \right]$ . Определим теперь сопротивление

нагрузки УМ  $R_{\text{н}} = 2P_1/I_1^2 = (\xi U_{\Pi})^2/2P_1$ . Часто УМ делают в виде двухтактного каскада. При этом удобно выбрать  $\Theta = 90^\circ$ , так как при таком угле отсечки все нечетные гармоники порядка выше первого обращаются в ноль, а четные обращаются в ноль благодаря двухтактной схеме. В этом случае от-

ношение  $\frac{\alpha_1}{\alpha_0} = \frac{\pi}{2}$ ,  $I_0 = \frac{4P_1}{\xi \pi U_{\Pi}}$ ,  $P_0 = \frac{4P_1}{\xi \pi}$ ,  $P_{\text{рас}} = P_1 \left[ \frac{4}{\xi \pi} - 1 \right]$ .

В настоящее время при наличии мощных программных средств моделирования, достаточно сделать предварительный расчет проектируемого устройства, а затем, в процессе моделирования, реализовать его заданные параметры. Следует отметить, что рассмотренный метод не учитывает того, что некоторые параметры АЭ (входное и выходное сопротивления, переходные проводимости) являются комплексными числами. При пользовании методом Берга сначала с помощью соответствующих согласующих цепей необходимо компенсировать реактивные компоненты сопротивле-

ний и проводимостей в заданном диапазоне частот. Для входных и выходных сопротивлений такими компонентами являются емкости, образуемые  $p-n$ -переходами для биполярных транзисторов и емкостями затвор–исток и сток–исток для МОП-транзисторов. Схемы для согласования таких нагрузок будут рассмотрены далее.

Можно также рекомендовать в качестве предварительного расчета воспользоваться методом, изложенным в разд. 8 (линейные усилители СВЧ), а затем в процессе моделирования перевести УМ в нелинейный режим и добиться заданных его параметров. Для этого в справочных листках даже на мощные АЭ приводятся таблицы элементов МР в широком диапазоне частот.

### 12.3. Простейшие согласующие цепи

Для согласования  $RC$ -цепей можно использовать резонансные цепи в разных комбинациях. Рассмотрим некоторые из них.

В схеме на рис. 12.1 согласуемая цепь есть последовательное соединение  $RC$ . Для расчета элементов цепи используются следующие формулы:

$$A = \sqrt{\frac{R_1(1+Q^2)}{R_L}} - 1, \quad X_{L_1} = QR_1 + X_{C_{out}}, \quad X_{C_2} = AR_L,$$

$$B = R_1(Q^2 + 1), \quad X_{C_1} = \frac{B}{Q - A}.$$

Так как постоянная  $A$  не может быть отрицательна, нагруженная добротность цепи должна удовлетворять условию  $Q > \sqrt{R_L/R_1 - 1}$ . Очевидно, что это условие может быть выполнено, только если  $R_L > R_1$ . Значение  $Q$  определяет полосу частот согласования:  $\Delta f = f_0/Q$  ( $f_0$  – центральная частота полосы согласования). Для параллельного включения  $R_1$  и  $C_{out}$  можно использовать согласующие цепи, изображенные на рис. 12.2 и 12.3.

Для цепи рис. 12.2:

$$X_{C_1} = \frac{R_1}{Q}, \quad X_{C_2} = R_L \sqrt{\frac{R_1 R_L}{(Q^2 + 1) - R_1/R_L}}, \quad X_L = \frac{QR_1 + R_1 R_L / X_{C_2}}{Q^2 + 1}.$$

Условие реализуемости:  $R_1/R_L < Q^2 + 1$ .

Для цепи на рис. 12.3:

$$X_{L_1} = X_{C_{out}}, \quad X_{C_1} = QR_1, \quad X_{C_2} = R_L \sqrt{\frac{R_1}{R_L - R_1}}, \quad X_{L_2} = X_{C_1} + \frac{R_L R_1}{X_{C_2}}.$$

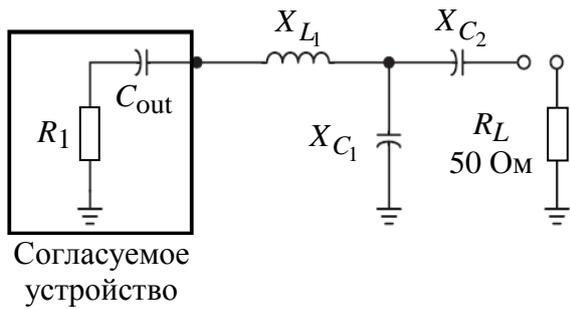


Рис. 12.1

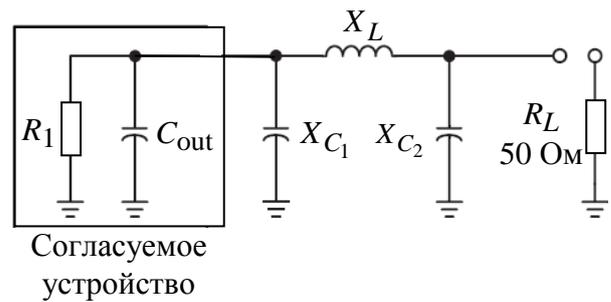


Рис. 12.2

Условия реализуемости:  $R_L > R_1$ .

Если по какой-либо причине желательно, чтобы согласующая цепь имела индуктивный вход, то можно воспользоваться цепью на рис. 12.4. Если согласуется параллельная цепь, то ее надо пересчитать в последовательную:

$$X_{L1} = R_1 Q + X_{C_{out}},$$

$$X_{L2} = R_L B, \quad X_{C1} = \frac{A}{Q+B}, \quad A = R_1(Q^2 + 1), \quad B = \sqrt{\frac{A}{R_L} - 1}.$$

Условие реализуемости:  $\frac{R_1}{R_L} > \frac{1}{Q^2 + 1}$ .

Так как расчетные формулы для согласующих цепей даны без вывода, необходимо сказать несколько слов об алгоритме их получения. Исходными данными служат частота, на которой достигается согласование, и полоса частот, в которой рассогласование не превосходит заданные пределы. Полоса определяет нагруженную добротность  $Q = f_0 / \Delta f$ . Здесь  $\Delta f$  – полоса частот,  $f_0$  – частота, на которой достигается полное согласование. Значения  $R_1$  и  $C_{out}$  предполагаются известными. Рассматривая рис. 12.1–12.4, можно видеть, что неизвестными являются три реактивности. Следовательно, для их определения необходимо иметь три уравнения. Эти уравнения получаются из общего уравнения для входного сопротивления согла-

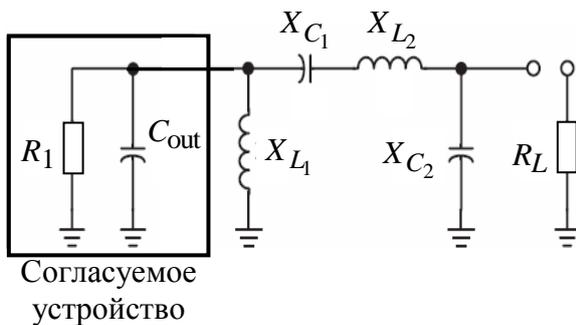


Рис. 12.3

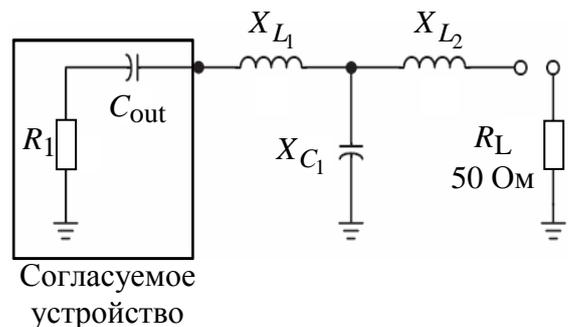


Рис. 12.4

сующей цепи (вместе с согласуемой цепью) со стороны сопротивления  $R_L$  при наложении следующих условий: входное сопротивление должно быть чисто активным и равным  $R_L$  и добротность цепи имеет заданное значение  $Q$ . Приравнявая мнимую часть сопротивления нулю (она состоит из емкостной и индуктивной частей), получаем возможность задать характеристическое сопротивление цепи  $\rho$  на частоте согласования, значение которого определяется добротностью:  $\rho = QR_L$ . Пусть входное сопротивление равно  $Z_{вх} = R + jX$ , где  $X = \omega_0 L_{\text{экв}} - 1/(\omega_0 C_{\text{экв}})$ . Первое слагаемое соответствует положительной части входной реактивности, второе – отрицательной. На частоте  $f_0$  они должны быть равны. Очевидно, что  $R = R_L$  и должны выполняться условия  $\omega_0 L_{\text{экв}} = QR_L$  и  $\omega_0 C_{\text{экв}} = Q/R_L$ . Таким образом, получаем три уравнения, из которых определяются сопротивления всех трех реактивностей согласующей цепи.

#### 12.4. Расчет стационарного режима автогенератора

Крутизна характеристики АЭ по первой гармонике  $S_1 = I_1/U_{mвх}$ , где  $I_1 = I_m \alpha_1(\Theta) = I_m \frac{\Theta - \sin \Theta \cos \Theta}{\pi(1 - \cos \Theta)}$ ,  $U_{mвх}$  – амплитуда напряжения на входе АГ (между базой (затвором) и эмиттером (истоком)),  $I_m = S U_{mвх} (1 - \cos \Theta)$ ,  $S$  – крутизна спрямленной входной характеристики АЭ. Тогда  $S_1 = S(\Theta - \sin \Theta \cos \Theta)/\pi$ . Из условия «баланса амплитуд»  $S_1 \beta R = 1$  значение  $\beta$  определится как  $\beta = 1/(S_1 R)$ . Выбрав значение угла отсечки  $\Theta$ , от которого зависит КПД АГ, перейдем к определению сопротивления нагрузки  $R$ , рассчитав АГ в стационарном режиме как усилитель с отсечкой выходного тока. Мощность колебаний первой гармоники определится как  $P_1 = \frac{I_1^2 R}{2} = \frac{U_{m1}^2}{2R}$ . Здесь  $I_1$  – амплитуда тока первой гармоники, зависящая от угла отсечки,  $U_{m1}$  – амплитуда напряжения первой гармоники на сопротивлении  $R$ , близкая к напряжению питания АГ.  $U_{m1} = \xi U_{\Pi}$ ,  $\xi \approx 0,8 \dots 0,9$ . Тогда  $R = U_{m1}^2 / 2P_1 = 2P_1 / I_1^2$ . Параллельное (по отношению к КК АГ) сопротивление  $R = \frac{R_{\text{пот}} R_{\text{нагр}}}{R_{\text{пот}} + R_{\text{нагр}}}$ , где  $R_{\text{пот}} = Q\rho = Q\omega_0 L = \frac{Q}{\omega_0 C_{\Sigma}}$ . Здесь  $\rho = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C_{\Sigma}}$ ,

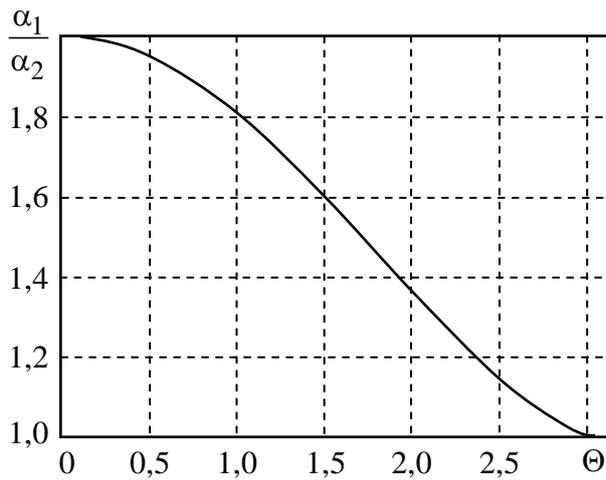


Рис. 12.5

$C_{\Sigma} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ ;  $C_1$  – емкость, включенная между базой (затвором) и эмиттером (истоком);  $C_2$  – емкость, включенная между коллектором (стоком) и общим проводом;  $R_{\text{нагр}}$  – входное сопротивление устройства, которому АГ отдает мощность. От значения сопротивления  $R$  зависит нагруженная добротность КК АГ.

Обычно выбирают  $Q_{\text{нагр}} = Q/2$  и сопротивление потерь контура

$R_{\text{пот}} = R_{\text{нагр}} = R/2$ . Отсюда следует соотношение  $\rho = \frac{U_{m1}^2}{QR_1} = \frac{\xi^2 U_{\Pi}^2}{QR_1} = \omega_0 L$  и

$L = \frac{\xi^2 U_{\Pi}^2}{\omega_0 QR_1}$ . Для фазосдвигающей цепочки (последовательно включенных  $L$  и

$C_1$ ) можно получить соотношение  $|X_{C_1}| = \frac{|X_L| \beta}{1 + \beta}$ , откуда  $C_1 = \frac{1 + \beta}{\omega_0 \rho \beta}$ . Значение

$C_2 = \frac{C_1 C_{\Sigma}}{C_1 - C_{\Sigma}}$ ,  $C_{\Sigma} = \frac{1}{\omega_0 \rho}$ . Для выбора угла отсечки определим КПД АГ:

$\eta = \frac{P_1}{P_0} = \frac{I_1 U_{m1}}{2 I_0 U_{\Pi}} = \frac{\xi \alpha_1(\Theta)}{2 \alpha_0(\Theta)}$ . График зависимости  $\frac{\alpha_1(\Theta)}{\alpha_0(\Theta)}$  приведен на рис. 12.5.

При выборе  $\Theta = 90^\circ$  и  $\xi = 0,9$   $\eta = 0,7068$ , при уменьшении угла отсечки КПД возрастает, а при увеличении – падает.

## 12.5. Лампа бегущей волны

Современные УМ СВЧ обычно используют полупроводниковые АЭ. Выходная мощность их относительно невелика: порядка десятков, реже сотен ватт. Как и на более низких частотах, при необходимости усиливать большие мощности используют электровакуумные АЭ (усилительные клистроны и лампы бегущей волны (ЛБВ)). В УМ для космических радиосистем, как правило, используются ЛБВ, так как для электронных ламп не опасны воздействия частиц с высокой энергией, в отличие от полупроводниковых устройств. ЛБВ является широкополосным усилителем СВЧ, использующим

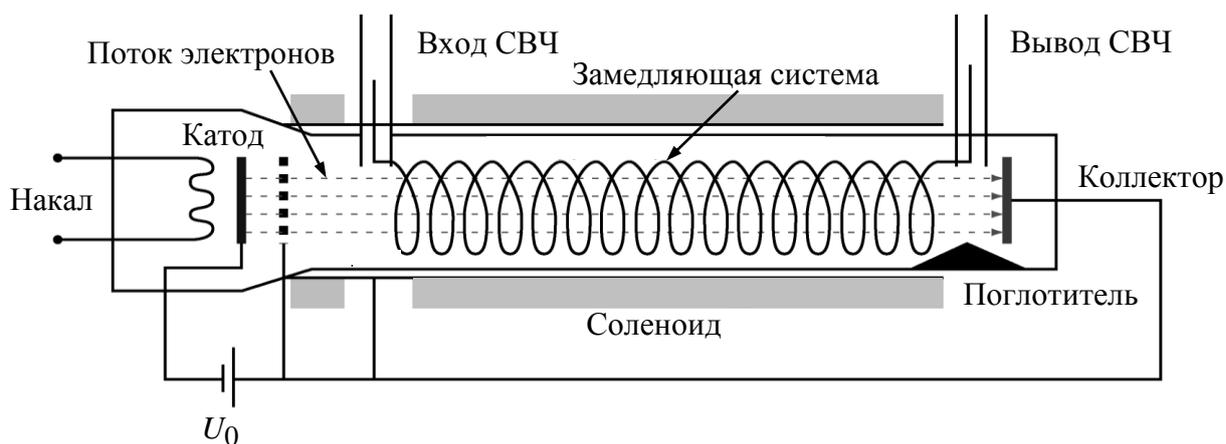


Рис. 12.6

принцип модуляции плотности электронного потока СВЧ-сигналом. На рис. 12.6 изображена примерная конструкция ЛБВ типа О. Электронный поток, создаваемый катодом, пролетает через решетчатый анод и поступает в область взаимодействия с замедляющей системой (в данном случае в виде спирали). В этой области поток фокусируется с помощью соленоида с током, создающим продольное магнитное поле (или с помощью системы постоянных магнитов) и движется под влиянием электрического поля коллектора. Скорость движения потока определяется напряжением коллектора и устанавливается равной скорости движения электромагнитного поля, создаваемого спиралью. Сигнал СВЧ, создающий это поле, модулирует плотность электронного потока, что приводит к увеличению амплитуды этого сигнала по мере движения к выходу. Коэффициент усиления ЛБВ доходит до значений 40...60 дБ, а их полоса пропускания больше октавы.

### 13. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПАССИВНЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ

Наиболее часто применяемые нелинейные пассивные устройства СВЧ (НПУ) – широкополосные удвоители частоты и широкополосные амплитудные модуляторы. Оба устройства используют диоды. Удвоители по существу являются двухполупериодными выпрямителями. На выходе таких выпрямителей в отсутствие фильтрующих емкостей сигнал представляется последовательностью косинусоидальных импульсов с углом отсечки порядка  $90^\circ$  с амплитудой, равной амплитуде входного гармонического сигнала, и периодом следования в два раза меньшим, чем у входного сигнала. Верхняя граница рабочей полосы частот лежит в районе 2 ГГц и определяется главным образом характеристиками магнитопровода. Определим коэффициент передачи такого удвоителя. Для этого найдем значение второй гармоники выходного

сигнала, период следования которого равен  $T/2$ , где  $T$  – период следования входного сигнала. Выходной сигнал можно представить как  $\cos(\pi t/T)$ . При  $t = \pm T/2$  он обращается в ноль. Тогда коэффициент разложения для второй гармоники в ряд Фурье будет равен

$$C_2 = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} \cos \frac{\pi t}{T} \cos \frac{2\pi t}{T} dt = \frac{1}{T} \left( \frac{T}{3} \sin \frac{3\pi t}{T} + T \sin \frac{\pi t}{T} \right) \Big|_0^{T/2} = \frac{2}{3\pi} = 0,2122.$$

Выразив  $C_2$  в децибелах, получим  $-13,46$  дБ. Реально уровень второй гармоники на выходе варьируется от  $-11$  до  $-14$  дБ. Нечетные гармоники на выходе очень сильно подавлены. С выхода умножителя можно снимать четвертую (подавление порядка 26 дБ), шестую (подавление порядка 38 дБ) и т. д. гармоники. Основными достоинствами умножителя являются очень широкая полоса частот и отсутствие источника питания. В качестве диодов обычно используются СВЧ-диоды Шотки.

Амплитудный модулятор представляет собой управляемый делитель напряжения на основе  $p-i-n$ -диодов. Примерная схема делителя представлена на рис. 13.1. Входной СВЧ-сигнал подается на анод диода  $D_1$ , а модулированный сигнал снимается с анода диода  $D_2$ . Диод  $D_1$  по СВЧ включен последовательно с диодом  $D_2$ . Модулирующий сигнал подается на первичную обмотку трансформатора  $T_1$ . Индуктивности  $L_1, L_2, L_3$  изолируют по СВЧ диоды от трансформатора  $T_1$ . Катод диода  $D_2$  заземлен по СВЧ через емкость  $C_2$ .

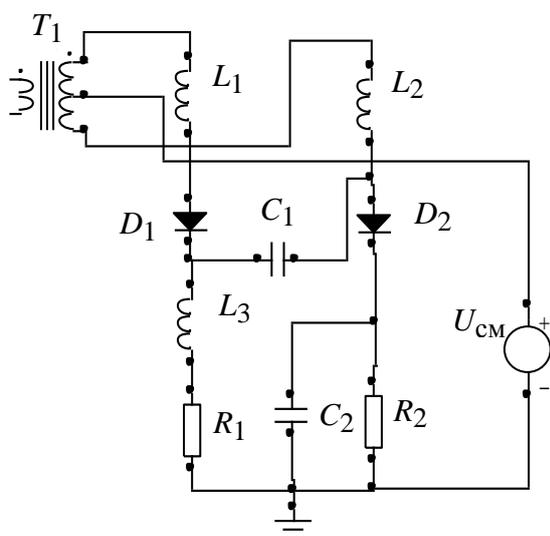


Рис. 13.1

Напряжение смещения источника  $U_{см}$  и сопротивления  $R_1, R_2$  подобраны так, что ток через диоды обеспечивает среднее значение их сопротивления. В отсутствие модулирующего сигнала сопротивление диодов одинаково и СВЧ-сигнал на выходе имеет половинную амплитуду. При подаче модулирующего сигнала на каждый диод воздействует сумма сигналов смещения и модуляции. Так как сигналы модуляции прикладываются к диодам

в противофазе, их сопротивление меняется тоже в противофазе и коэффициент передачи цепочки диодов меняется от максимума до минимума и в обратном направлении. Коэффициент модуляции зависит от уровня модулирующего сигнала.

К НПУ также можно отнести фазовые детекторы (ФД) и модуляторы, (ФМ), в том числе квадратурные. ФД и ФМ могут быть реализованы в виде одной и той же структуры, отличие заключается только в способах подключения и снятия сигналов. На относительно невысоких частотах (до 400... 500 МГц) структура похожа на двойной балансный преобразователь частоты (рис. 13.2). При использовании схемы как ФД на вход 1 подается обрабатываемый сигнал, на вход 2 – опорный сигнал той же частоты, с входа 3 снимается обработанный сигнал (при совпадении фаз нулевое значение, при опережении фазы сигнала на входе 1 по отношению к фазе сигнала на входе 2 – напряжение положительного знака, при запаздывании – отрицательного знака. При использовании схемы в качестве ФМ на вход 2 подается опорный сигнал, на вход 3 – модулирующий сигнал, с входа 1 снимается модулированный сигнал. На частотах порядка нескольких гигагерц вместо трансформаторов необходимо использовать кольцевые мосты в противофазном включении. Квадратурные детекторы (КВД) и модуляторы (КВМ) строятся в виде структуры, показанной на рис. 13.3. В ней используются два преобразователя частоты по двухбалансной схеме (в КВД), они же балансные модуляторы

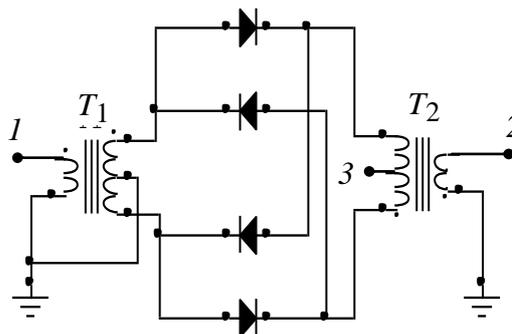


Рис. 13.2

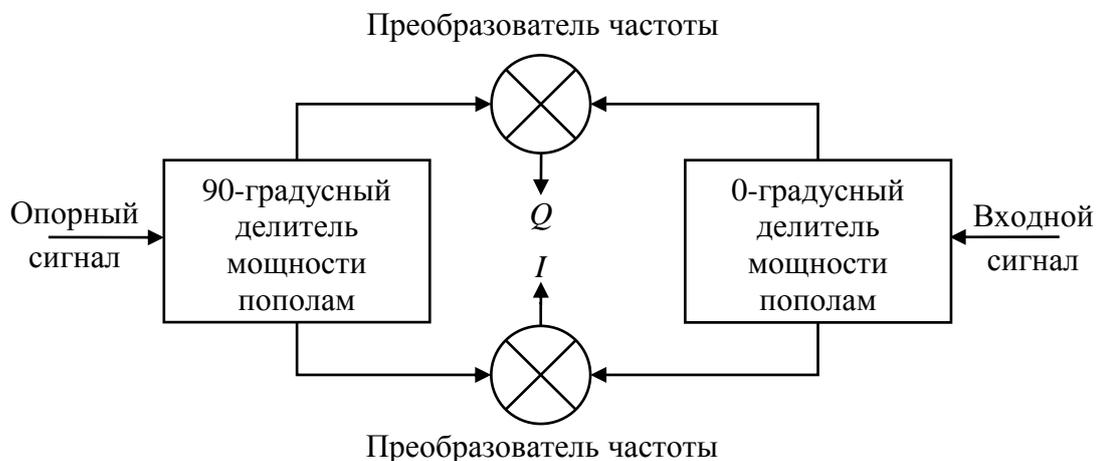


Рис. 13.3

(в КВМ). Кроме них необходимы квадратурный делитель мощности на два и синфазный сумматор.

На рисунке изображен КВД: на квадратурный делитель подается опорный (гетеродинный) сигнал, на синфазный – входной сигнал. Продуктами преобразования являются  $Q$ - и  $I$ -сигналы. Если частота входного сигнала равна частоте опорного сигнала, то  $Q$  и  $I$  представляют собой видеосигналы. Если частоты не равны, то выходные сигналы являются радиосигналами с разностной или суммарной несущими частотами. В режиме КВМ опорный сигнал по-прежнему поступает на квадратурный делитель,  $Q$ - и  $I$ -сигналы от источника информации подаются на преобразователи частоты, а с выхода синфазного делителя поступает модулированный сигнал.

На частотах до 400...500 МГц квадратурный делитель реализуется на основе трансформатора с емкостными фазосдвигающими элементами, на более высоких частотах – в виде квадратурных мостов на основе сосредоточенных реактивных элементов.

#### **14. ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА ДЛЯ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ УСТРОЙСТВ СВЧ**

В настоящее время процесс проектирования любых электронных устройств обязательно включает в себя использование моделирующих программ. После приближенного предварительного расчета устройство в виде принципиальной схемы или конструкции (печатная плата с навесными элементами, двумерная или трехмерная структура из металла или диэлектрика) анализируется с помощью той или иной программы, в зависимости от вида устройства. Для анализа объемных структур используются программы, решающие уравнения Максвелла и определяющие электромагнитное поле в области пространства, в котором расположена структура. По известному полю можно найти токи на поверхности структуры и определить ее матрицу рассеяния, если структура имеет порты. Среди таких программ наибольшую известность приобрели HFSS (High Frequency Structure Simulator) и Microwave Studio. В HFSS уравнения Максвелла решаются методом конечных элементов FEM (Finite Element Method). Найденные поля позволяют найти все характеристики устройства. Эта программа дает возможность моделировать антенны, устройства на основе разных ЛП (в том числе волноводных). Определенные в процессе моделирования МР позволяют использовать это

устройство в других программах. Пакет Microwave Studio обладает примерно теми же возможностями.

Для моделирования двумерных устройств СВЧ (интегральные и гибридные микросхемы, устройства на основе микрополосковых ЛП, плоские антенны) используются программы, позволяющие анализировать также и нелинейные устройства – как на уровне принципиальной схемы, так и на уровне готовой конструкции. Наиболее известной программой такого рода является AWR Design Environment фирмы AWR. Это интегрированный пакет программ для разработки устройств СВЧ. В него входят модули Voltaire LS (линейное моделирование в частотной области), Voltaire XL (нелинейное моделирование методом гармонического баланса и моделирование схем с незначительной нелинейностью методом рядов Вольтерра), модуль EM Sight для электромагнитного моделирования плоских многослойных структур. Имеется также модуль VSS (Visual System Simulator) для моделирования систем связи.

Для определения МР плоской структуры в модуле EM Sight используется метод моментов, в котором токи, текущие по проводникам структуры, представляются в виде суммы базисных функций (в виде прямоугольников или «крышевых» функций: рис. 14.1 и 14.2). Каждая из них имеет коэффициент, определяющий ее вклад. Поверхности разбиваются на ячейки, в которых находятся базисные функции (БФ). Интегральное уравнение для тока на проводящих поверхностях имеет вид:

$$[\mathbf{n}, \mathbf{E}(r)] = -\left[ \mathbf{n}, \int G(r, r') \mathbf{J}_s(r') ds \right] + Z_s [\mathbf{n}, \mathbf{J}_s],$$

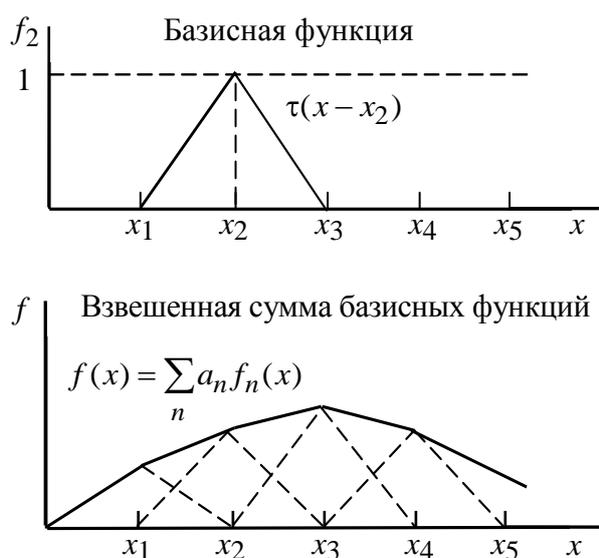


Рис. 14.1

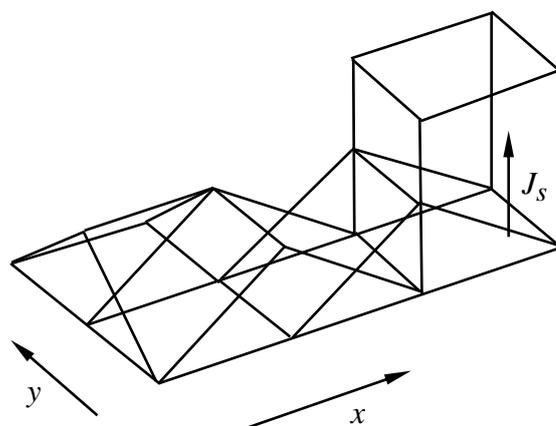


Рис. 14.2

где  $\mathbf{n}$  – внешняя нормаль к проводящей поверхности;  $r$  – координата точки, в которой определяется электрическое поле  $\mathbf{E}(r)$ ;  $r'$  – координата точки, в которой происходит интегрирование;  $G(r, r')$  – функция Грина ячейки (прямоугольной площадки);  $\mathbf{J}_s$  – поверхностная плотность тока;  $Z_s$  – поверхностный импеданс проводника.

Так как  $\mathbf{J}_s$  представляется взвешенной суммой БФ, которые легко интегрируются, интеграл превращается в сумму неизвестных коэффициентов при БФ. Для каждого проводника получается система алгебраических уравнений относительно этих неизвестных. Решение этих уравнений позволяет определить распределение токов на проводниках, что определяет МР устройства.

МР соединения линейных устройств рассчитывается через их матрицы передачи, которые определяются через их МР. Для анализа нелинейных устройств используется метод гармонического баланса (МГБ). Суть этого метода довольно проста:

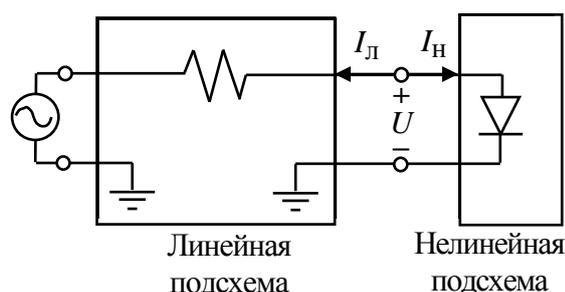


Рис. 14.3

– схема устройства разбивается на две части (рис. 14.3): в левой содержится линейная часть схемы, в правой – нелинейная;

– на значимых для анализа частотах (нулевой, основной частоте и ее гармониках) изменением напряжения источника возбуждения добиваются равенства токов, поступающих в линейную и нелинейную части.

При этом напряжение, действующее в узле связи между частями, есть напряжение, которое на заданной частоте будет существовать в реальной схеме. Таким образом определяется спектр напряжения в этой точке. Переход к временному представлению реализуется с помощью обратного быстрого преобразования Фурье.

## Список литературы

1. Пименов Ю. В., Вольман В. И., Муравцев А. Д. Техническая электродинамика: учеб. пособие для вузов / под ред. Ю. В. Пименова: М.: Радио и связь, 2000.
2. Лавренко Б. Е., Лавренко Ю. Е., Малышев В. И. Компьютерное проектирование устройств СВЧ. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2010.
3. Zverev A. I. Handbook of Filter Syntesis. New York: John Wiley, 1967.

Лавренко Юрий Евгеньевич,  
Грачев Сергей Владиславович

**Устройства СВЧ**  
Конспект лекций

Редактор Н. В. Лукина

---

Подписано в печать 29.12.14. Формат 60×84 1/16.  
Бумага офсетная. Печать цифровая. Печ. л. 5,75.  
Гарнитура «Times». Тираж 107 экз. Заказ .

---

Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ»  
197376, С.-Петербург, ул. Проф. Попова, 5