

В.С. ДАНИЛОВ

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА СВЧ

Рекомендовано учебно-методическим объединением вузов
Российской Федерации по образованию в области радиотехники,
электроники, биомедицинской техники и автоматизации
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных
заведений, обучающихся по специальности 210201
«Проектирование и технология радиоэлектронных средств»
направления 210200 «Проектирование и технология
электронных средств»

УДК 621.3.049.77.029.64(075.8)
Д 183

Рецензенты:

д-р техн. наук, проф. Новосибирского государственного
университета *И.Д. Миценко*,
д-р техн. наук, проф. Новосибирского государственного
технического университета *В.И. Сединин*,
канд. техн. наук, доц. Санкт-Петербургского государственного
электротехнического университета *Г.Ф. Баканов*

Работа подготовлена на кафедре
конструирования и технологии радиоэлектронных средств

Данилов, В.С.

Д 183 Микроэлектроника СВЧ : учеб. пособие / В.С. Данилов. –
Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2007. – 292 с. («Учебники НГТУ»).

ISBN 978-5-7782-0788-2

Освещены вопросы проектирования и технологии изготовления активных твердотельных элементов СВЧ, описана связь их основных электрических параметров с технологическими возможностями современной микроэлектронной технологии. Предложены некоторые схмотехнические решения, позволяющие переводить схемы СВЧ в твердое тело, обозначена перспектива технологического и схмотехнического развития твердотельных СВЧ-устройств.

Предназначено для студентов 5-го курса, обучающихся по специальностям «Конструирование и технология производства электронных средств» и «Телекоммуникация».

УДК 621.3.049.77.29.64(075.8)

ISBN 978-5-7782-0788-2

© В.С. Данилов, 2007

© Новосибирский государственный
технический университет, 2007

ПРЕДИСЛОВИЕ

Разработка современной аппаратуры требует от радиоинженера умения решать комплексные проблемы использования твердотельных устройств СВЧ. В настоящем учебном пособии (главы 1 – 4) приведен основной минимум необходимых сведений по свойствам линий передачи, цепям с сосредоточенными и распределенными параметрами, согласовании цепей в диапазоне СВЧ, даны примеры наиболее часто встречающихся задач, решаемых при конструировании микроэлектронных устройств СВЧ. Опираясь на понимание вопросов, разобранных в примерах, студент сможет выполнить не только анализ, но и синтез простых СВЧ-цепей. Приведенные алгоритмы решения задач могут быть использованы для составления программ в системах автоматизированного проектирования, которые легко могут быть реализованы на большинстве персональных ЭВМ.

В главах 5 и 6 рассмотрены основные физические принципы работы диодов, применяемых в микроэлектронных устройствах СВЧ, описаны наиболее распространенные СВЧ-устройства на них, приведены некоторые упрощенные методы расчета, применяемые на этапах предварительной проработки технических предложений.

В главах 7 – 9 освещены вопросы проектирования и технологии изготовления активных твердотельных элементов СВЧ, описана связь их основных электрических параметров с технологическими возможностями современной микроэлектронной технологии. Предложены некоторые схмотехнические решения, позволяющие переводить схемы СВЧ в твердое тело, обозначена перспектива технологического и схмотехнического развития твердотельных СВЧ-устройств.

Пособие предназначено в основном для студентов, обучающихся по специальностям «Конструирование и технология производства электронных средств» и «Телекоммуникация». В пособии обобщены материалы отечественных и зарубежных источников.

ВВЕДЕНИЕ

Техника сверхвысоких частот в настоящее время из области специальных применений вышла к массовому потребителю. Вычислительная техника, телевизионное вещание, все возрастающие потребности общества в средствах приема, передачи и обработки информации привели к исключительно высоким темпам развития радиоэлектронных устройств, работающих на сверхвысоких частотах. Этому способствует постоянный прогресс в области развития полупроводниковой технологии, радиофизики и электроники сверхвысоких частот. Любые системы, особенно системы связи, работающие на СВЧ, используют новые поколения твердотельных приборов и устройств, на основе которых стали возможными: прием чрезвычайно слабых сигналов; микроминиатюризация аппаратуры; увеличение ее пропускной способности, длительности автономной работы; снижение ее цены и расходов, связанных с эксплуатацией. Разработка современной аппаратуры требует от радиоинженера умения решать комплексные проблемы использования твердотельных устройств СВЧ.

В два последних десятилетия наиболее бурно развиваются различные системы радиосвязи. В результате этого произошло сближение многих областей исследования, ранее развивавшихся самостоятельно. Распространение электромагнитных волн, цифровая техника, мощные СВЧ-генераторы, устройства антенн, твердотельные аналоговые СВЧ-приборы – все эти разделы техники можно объединить общим названием: получение и преобразование электромагнитной энергии.

Первые практические применения электромагнитных волн в системах связи относятся к гораздо более низким частотам, чем оптические. По мере того как возрастали требования к ширине полосы и мощности несущей частоты, становилось необходимым создание источников мощности, работающих на все более и более высоких частотах. Были разработаны сверхвысокочастотные электронные лампы, в которых сочеталось преимущество широкой полосы и большой выходной мощ-

ности в данной части спектра. Мощные электровакуумные приборы в СВЧ-диапазоне (например, лампы бегущей волны, магнетроны) до сих пор присутствуют на рынке и, по-видимому, сохраняют свое присутствие в обозримом будущем.

Открытие транзисторов и вытеснение ими электронных ламп привели к пересмотру схемных представлений почти во всех областях применения активных приборов. Полупроводниковые источники мощности бурно развиваются в основном по двум направлениям. Одно направление – это непрерывное конструктивное и технологическое усовершенствование, связанное с повышением предельной частоты, мощности, снижением уровня шума таких приборов, как биполярные и полевые транзисторы. Другое направление – это скачкообразное развитие приборов, основанных на принципиально новых эффектах, например, приборов на эффектах междолинного переноса носителей, эффекте Джозефсона и т.п.

Шкала частот, применяемых на практике, приведена на рис. 0.1.

Начало создания специальных сверхвысокочастотных полупроводниковых приборов идет от идеи двухэлектродного прибора с отрицательным сопротивлением, возникающим благодаря эффекту времени пролета, предложенному Шокли в 1954 году. Первый пример – диод с задержкой неосновных носителей. Здесь в p^+n -структуре неосновные носители, инжектируемые у p^+n -перехода, дрейфуют к другому p - n -переходу, претерпевая задержку, равную времени пролета. Эта структура похожа на появившиеся позднее инжекционно-пролетные диоды (рис. 0.2). Шокли исследовал возможность создания двухэлектродного прибора, представляющего собой однородный полупроводник, в котором под действием сильного поля могут наблюдаться отклонения от закона Ома, приводящие к возникновению отрицательного дифференциального сопротивления. Это выражается в понижении скорости носителей при увеличении напряженности поля, т.е. появлении области отрицательной дифференциальной подвижности. Эта теория основана на представлении, что если дырки передают энергию фононам с некоторой максимальной скоростью потерь $P_{\max}$, то в этих условиях энергия, отдаваемая дырке полем, должна быть не больше чем $P_{\max}$, следовательно:

$$eEV < P_{\max} \quad \text{или} \quad V < \left| \frac{P_{\max}}{eE} \right|.$$



Рис. 01. Шкала частот, применяемых на практике

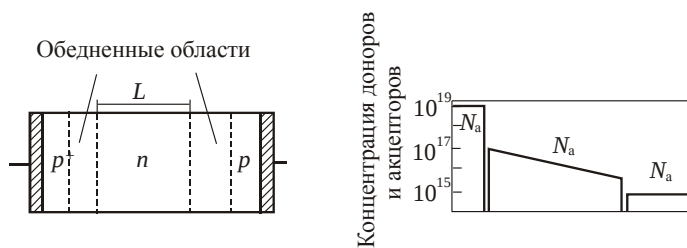


Рис. 02. Диод с задержкой неосновных носителей

Это означает, что с возрастанием напряженности электромагнитного поля E дрейфовая скорость будет падать и ее зависимость от напряженности поля будет иметь вид, показанный на рис. 03. На этом принципе построен туннельный диод. Правда, он не оправдал ожиданий, поскольку в нем не удалось получить большой выходной мощности (вследствие малого изменения тока и напряжения в области отрицательного сопротивления). Этот эффект положен в основу работы таких приборов, как диод Ганна.

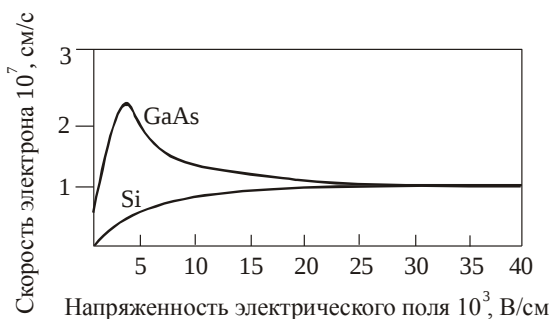


Рис. 03. Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля

После открытия транзисторного эффекта стало ясно, что можно реализовать транзисторы двух типов: биполярный и униполярный (или полевой). В СВЧ-диапазоне широкое распространение получили как тот, так и другой. Для изготовления транзисторов обоих типов можно использовать любой полупроводниковый материал с соответствующими электрическими и физическими свойствами. Вначале единственным подходящим материалом был германий, позднее, с развитием технологий, стали применять кремний и арсенид галлия.

Первые транзисторы могли работать на частотах, не превышающих нескольких сотен килогерц, но по теоретическим расчетам они должны были работать и на гораздо более высоких частотах при условии уменьшения их геометрических размеров. Кроме того, установлено, что частотный диапазон транзистора ограничивается временем переноса носителей электрического заряда через транзистор и скоростью изменения электрического заряда, накопленного в транзисторе. Для расширения частотного диапазона следовало уменьшить ширину базы

биполярного транзистора или длину затвора полевого транзистора, что позволило бы сократить время переноса, а также активную площадь прибора для уменьшения емкости или накопленного заряда. Эти усовершенствования требуют гораздо более жесткого контроля всех трех размеров прибора СВЧ, чем низкочастотного.

Усовершенствование технологий введения примесей в исходный материал позволяет улучшить контроль размеров в направлении, перпендикулярном к поверхности прибора. В начальных стадиях развития полупроводниковой технологии примеси вводили в исходный материал либо в процессе роста кристалла, либо путем сплавления в полупроводник примеси или металла, содержащего примесь. Позднее стали применять методы с более точным контролем размеров, такие, например, как диффузия. В настоящее время используют еще более точный метод внесения примесей – ионное легирование, что позволяет контролировать глубину введения примесей с точностью 0,1 мкм и менее.

Точность контроля поверхностных размеров транзисторов повышалась через технологии маскирования окислом и различные способы фотолитографии. Фотолитография в настоящее время позволяет выделять области шириной менее 0,5 мкм. Дальнейшие успехи в этом направлении связаны с использованием электронно-лучевых методов, в частности литографии, обеспечивающих разрешающую способность менее 0,1 мкм. Такое повышение точности контроля размеров позволило создать транзисторы сверхвысокочастотного миллиметрового диапазона длин волн.

Теоретический предел улучшения электрических параметров транзистора определяется физическими свойствами исходного полупроводникового материала. На практике показано, что максимально возможная частота, достижимая в полупроводниках, пропорциональна произведению $E_v V_s$, где E_v – величина электромагнитного поля при пробое; V_s – скорость дрейфа носителей заряда, ограниченная насыщением. Дрейфовая скорость носителей в германии, кремнии и арсениде галлия достигает насыщения примерно на уровнях $0,6 \cdot 10^7$, $0,8 \cdot 10^7$ и $2 \cdot 10^7$ см/с соответственно, однако поля пробоя в кремнии и арсениде галлия в четыре раза выше, чем в германии. Частотный предел, определяемый произведением $E_v V_s$, на практике получить невозможно.

Наиболее широкое распространение исходя из технологических соображений получил кремний. Преимущества кремния состоят главным образом в том, что термически выращенная двуокись кремния SiO_2

используется как хорошая маска при диффузии или ионном легировании примесей, а также в том, что на ней можно получать очень тонкие рисунки путем травления. Собственные окислы германия и арсенида галлия не так стабильны, поэтому в качестве защитной маски для них используют окислы, получаемые химическим осаждением из паровой фазы, которые по равномерности травления, стабильности, плотности уступают термическому окислу.

К числу других важнейших свойств полупроводников, влияющих на СВЧ-параметры приборов, выполненных на них, относятся подвижность электронов и дырок, диэлектрическая постоянная и теплопроводность. От подвижности электронов и дырок зависят сопротивление базы и распределенное сопротивление коллектора в биполярном транзисторе, а также сопротивление истока, стока и канала в полевом транзисторе. Чем меньше значение этих параметров, тем выше коэффициент усиления и ниже уровень шума транзисторов в диапазоне СВЧ. На основании сказанного арсенид галлия – более предпочтительный материал для СВЧ-диапазона, поскольку в нем подвижность электронов в четыре раза выше, чем в кремнии. Для отвода тепла, выделяющегося в транзисторе, важно иметь хорошую теплопроводность, и кремний в этом отношении в два раза лучше арсенида галлия.

По этой причине кремний обычно используют для изготовления мощных СВЧ-транзисторов. При заданных уровнях легирования и приложенных напряжениях диэлектрическая постоянная определяет величину емкости, которая должна быть достаточно малой для работы в диапазоне СВЧ. Кремний и арсенид галлия имеют более низкую диэлектрическую постоянную, чем германий, что дает им некоторые преимущества в этом отношении.

Г л а в а 1

ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

Элемент электронного устройства, с помощью которого электромагнитная энергия передается из одной области пространства в другую, называется линией передачи. Линии передачи могут быть двух классов: симметричные и несимметричные. Линия передачи, в которой два проводника имеют одинаковый потенциал относительно третьего (как правило, заземленного), называется симметричной. В несимметричных линиях один из двух проводников заземлен. Коаксиальная линия передачи относится к несимметричным. Микрополосковые линии передачи могут быть как симметричными, так и несимметричными. Волновод относится к несимметричным линиям передачи.

Линии передачи работают в диапазоне частот от нуля до соответствующих оптическому диапазону, причем их конструкции в зависимости от частоты различаются. Комбинации из проводников и диэлектриков составляют основу линий передачи в диапазонах СВЧ и оптическом. Используя особенности таких линий передачи, можно конструировать и реализовать такие устройства, как согласующие цепи, фильтры, направленные ответвители и др.

Линия передачи энергии – это система с распределенными параметрами, но поскольку, например, на частотах ниже 10 МГц длина волны достаточно велика (более 30 м), а применяемые в устройствах электронные компоненты не превышают нескольких сантиметров, то такие элементы могут рассматриваться как сосредоточенные. При повышении частоты длина волны падает и становится соизмеримой с размерами электронных компонентов, применяемых в цепи, и естест-

венным является переход на элементы с распределенными параметрами. В первом приближении элемент цепи можно отнести к сосредоточенным, если его размер меньше $1/12$ длины волны, и к распределенным, если больше этой величины.

1.1. ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Простейшую линию передачи, имеющую два проводника, каждый из которых обладает определенным сопротивлением и вносит некоторое затухание, можно представить в виде длинной линии, состоящей из ряда сосредоточенных элементов. На рис 1.1 короткий отрезок линии Δl заменен тремя секциями, состоящими из сосредоточенных элементов. Последовательно включенное сопротивление R учитывает возможные тепловые потери на единице длины линии, параллельно включенная проводимость G – возможные потери в диэлектрике, последовательно включенная индуктивность L и параллельно включенная емкость C отражают запасенную в линии энергию. Сопротивление R измеряется в омах, деленных на метр. Предположим, что линия передачи однородна, сопротивление нижнего проводника равно нулю, а линия на обоих концах нагружена на волновое сопротивление Z_B , тогда напряжение и ток в произвольных ее сечениях связаны соотношением

$$\frac{U_1}{I_1} = \frac{U_2}{I_2} = \dots = \frac{U}{I} = \text{const} = Z_B,$$

где Z_B – волновое сопротивление линии, Ом.

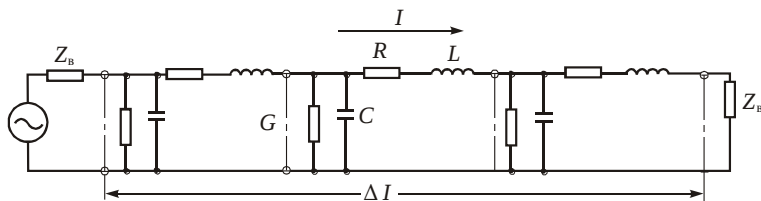


Рис. 1.1. Эквивалентная схема отрезка линии передачи на сосредоточенных элементах

В бесконечно длинной линии отношение U/I везде равно Z_B . Элемент линии можно представить так же, как и на рис. 1.2. В общем случае Z_B – величина комплексная и зависит от частоты. Если линия согласована по входу и выходу, то при $\Delta Z \rightarrow 0$ и $\Delta Y \rightarrow 0$ входное сопротивление отрезка цепи можно определить как

$$Z_{\text{вх}} = Z_B = \frac{(Z_B + \Delta Z)1/\Delta Y}{Z_B + \Delta Z + 1/\Delta Y} \approx \frac{Z_B + \Delta Z}{1 + Z_B \Delta Y}.$$

Из этого равенства находим

$$Z_B = \left(\frac{\Delta Z}{\Delta Y} \right)^{1/2},$$

где $\Delta Z = R + j\omega L$; $\Delta Y = G + j\omega C$. Тогда

$$Z_B = \left(\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C} \right)^{1/2} [\text{Ом}].$$

Это соотношение устанавливает связь между сосредоточенными параметрами линии передачи и ее волновым сопротивлением.

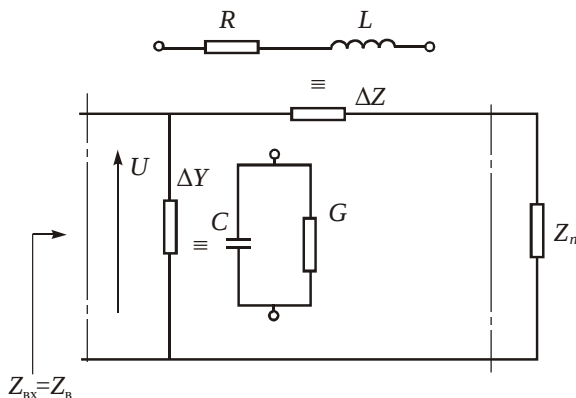


Рис. 1.2. К определению волнового сопротивления
линии передачи

На низких частотах, когда $\omega \rightarrow 0$,

$$Z_B = \left(\frac{R}{G} \right)^{1/2},$$

а на высоких, когда $\omega L \gg R$ и $\omega C \gg G$,

$$Z_B = \left(\frac{L}{C} \right)^{1/2}. \quad (1.1)$$

Последним равенством можно пользоваться в большинстве случаев, так как линии в основном работают на относительно высоких частотах. Когда линии очень короткие и потери в них малы, ими просто пренебрегают, такие линии принято называть *линиями без потерь*.

Пример 1.1. Микрополосковая линия без потерь с волновым сопротивлением 50 Ом имеет погонную индуктивность 0,0001 мкГн/мм. Определить величину емкости линии длиной в 2 мм.

Решение. Так как линия без потерь, $R = 0$, $G = \infty$, можно применить уравнение $Z_B = (L/C)^{1/2}$.

Находим

$$C = \frac{L}{Z_B^2} = \frac{0,0001 \cdot 10^{-6}}{50 \cdot 50} = 4 \cdot 10^{-14} = 0,04 \text{ пФ/мм}.$$

Тогда полная емкость отрезка линии будет равна

$$C_{\text{пол}} = 0,04 \cdot 2 = 0,08 \text{ пФ}.$$

1.2. КОЭФФИЦИЕНТ РАСПРОСТРАНЕНИЯ. ФАЗОВЫЙ СДВИГ

Из рис. 1.1 следует, что падение напряжения на одной элементарной секции линии из сосредоточенных элементов равно

$$\Delta U = -I(R + j\omega L)\Delta x,$$

где Δx – достаточно малый отрезок линии, по свойствам эквивалентный секции из сосредоточенных элементов. Величины R и L опре-

делены на единицу длины линии. Разделив обе части равенства на Δx , получим

$$\frac{\Delta U}{\Delta x} = -(R + j\omega L)I,$$

при $\Delta x \rightarrow 0$

$$\frac{dU}{dx} = -(R + j\omega L)I. \quad (1.2)$$

В параллельной части отрезка линии

$$\Delta I = -(G + j\omega C)U\Delta x \text{ и при } \Delta x \rightarrow 0 \quad \frac{dI}{dx} = -(G + j\omega C)U. \quad (1.3)$$

Дифференцируя обе части равенства (1.2) и подставляя полученное выражение в (1.3), запишем дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = (R + j\omega L)(G + j\omega C)U,$$

которое удобнее записать в виде

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \gamma^2 U, \quad (1.4)$$

где

$$\gamma = [(R + j\omega L)(G + j\omega C)]^{1/2}$$

– коэффициент распространения, который является величиной комплексной, т.е.

$$\gamma = \alpha + j\beta, \quad (1.5)$$

где α – коэффициент затухания, т.е. потери, вносимые отрезком линии единичной длины; β – коэффициент фазы, т.е. фазовый сдвиг на той же единичной длине отрезка. Более подробно оба параметра рассмотрим ниже.

Если решить уравнение (1.4) относительно напряжения, то получим

$$U(x) = A \exp(-\gamma x) + B \exp(+\gamma x). \quad (1.6)$$

Отсюда следует, что по линии распространяются две волны: одна – в направлении положительных значений координаты x , и ей соответствует слагаемое $\exp(-\gamma x)$, а другая – в направлении отрицательных значений x , и ей соответствует слагаемое $\exp(+\gamma x)$. Постоянные величины A и B несут информацию о начальных значениях амплитуды и фазы прямой и обратной волн в сечении $x = 0$.

Чтобы лучше понять смысл величин A и B , рассмотрим, что происходит на конце бесконечно длинной линии (т.е. $x = \infty$), когда на ее входе (в сечении $x = 0$) действует синусоидальная волна с амплитудой $U_{\text{вх}}$. Поскольку величина резистивных элементов в линии отлична от нуля, можно утверждать, что в сечении $x = \infty$ потенциал падающей волны уменьшится до нуля. Тогда из уравнения (1.6) следует, что

$$A \exp(-\gamma \infty) + B \exp(+\gamma \infty) = A \cdot 0 + B \text{ (бесконечно большая величина)} = 0.$$

Подобное равенство возможно только при $B = 0$. Затем вернемся к началу линии ($x = 0$), где действует $U_{\text{вх}}$. Тогда из уравнения (1.6) находим

$$U_{\text{вх}} = A \exp(-\gamma 0) + B \exp(+\gamma 0) = A \exp(-\gamma 0) + 0 = A.$$

Объединяя информацию о постоянных A и B , полученных из (1.6), запишем $U(x) = U_{\text{вх}} \exp(-\gamma x)$. Так как согласно (1.5) $\gamma = \alpha + j\beta$, получим

$$U(x) = U_{\text{вх}} \exp(-\alpha x) \exp(-j\beta x). \quad (1.7)$$

Первый из экспоненциальных сомножителей характеризует потери входного сигнала, поскольку в него входит коэффициент затухания, а второй – фазовый сдвиг входного сигнала, так как в него входит коэффициент фазы. Поскольку потери на единицу длины линии постоянны (т.е. линия однородна), можно записать

$$U_2 = \alpha U_1, U_3 = \alpha U_2, \dots, U_{n+1} = \alpha U_n,$$

где коэффициент α меньше единицы и характеризует затухание в линии с потерями. В линии без потерь $\alpha = 1$. Волновое сопротивление однородной линии постоянно, поэтому

$$\frac{U_n}{I_n} = \frac{U_{n+1}}{I_{n+1}}.$$

При наличии потерь $V_{n+1} = \alpha V_n$, поэтому

$$\frac{U_n}{I_n} = \frac{\alpha U_n}{I_{n+1}},$$

отсюда $I_{n+1} = \alpha I_n$. Тогда в линии с потерями

$$\frac{U_1}{I_1} = \frac{U_2}{\alpha I_1} = \frac{U_3}{\alpha^2 I_1} = \dots = \frac{U_{n+1}}{\alpha^n I_1} = Z_B,$$

т.е.

$$U_{n+1} = U_1 \alpha^n = \frac{U_{n+1}}{U_1} = \alpha^n. \quad (1.8)$$

Логарифмируя обе части равенства, запишем

$$\ln \left(\frac{U_{n+1}}{U_1} \right) = n \ln \alpha.$$

Поскольку в уравнении (1.7) $\alpha = \exp(-\alpha x)$, из уравнения (1.8) получаем

$$\ln \left(\frac{U_{n+1}}{U_1} \right) = -n \alpha x.$$

Здесь член уравнения $n \alpha x$ характеризует общее затухание в линии передачи длиной x и измеряется в неперах. Чтобы перейти к более распространенным единицам – децибелам, необходимо значение в неперах умножить на 8,686: 1 нП = 8,686 дБ. Следовательно, затухание равно $-8,686 \alpha x$. Перепишем равенство (1.7) в виде

$$U(x) = U_{\text{вх}} (\text{Затухание как функция длины}) \exp(-j\beta x).$$

Для выяснения физического смысла сомножителя $\exp(-j\beta x)$ потерями в отрезке линии пренебрегаем. Если предположить, что ток I в линии известен, то падение напряжения на индуктивности L бесконечно малого отрезка линии можно записать в виде $j\omega L I \Delta x$ и на волновом

сопротивлении Z_B – в виде IZ_B . Эти два напряжения сдвинуты по фазе на величину $\Delta\Psi$, которая в соответствии с рис. 1.3 определится как

$$\Delta\Psi = \arctg\left(\frac{\omega LI\Delta x}{IZ_B}\right).$$

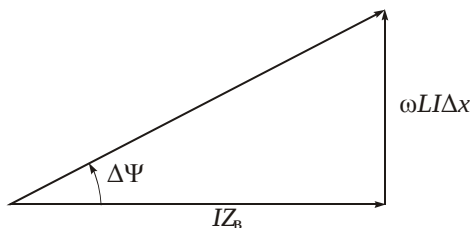


Рис. 1.3. Фазовая диаграмма для отрезка линии передачи на сосредоточенных элементах

Известно, что при малых значениях угла его тангенс равен углу, поэтому в отрезке линии малой длины

$$\Delta\Psi = \frac{\omega L\Delta x}{Z_B}.$$

Так как мы пренебрегаем потерями, в это уравнение можно подставить уравнение (1.1), что дает

$$\Delta\Psi = \frac{\omega L\Delta x}{(L/C)^{1/2}} = \omega(LC)^{1/2} \Delta x.$$

Отношение $\Delta\Psi/\Delta x = \beta$ и есть фазовый сдвиг в отрезке линии единичной длины, т. е.

$$\beta = \omega(LC)^{1/2}. \quad (1.9)$$

Итак, напряжение вдоль линии при частоте колебаний ω и переходе от комплексных величин к мгновенным значениям определяется из уравнения

$$U(x) = U_{\text{вх}} \text{ (Затухание как функция длины) } \sin(\omega t - \beta x).$$

Последний множитель можно представить в виде

$$\sin(\omega t - \beta x) = \sin \omega \left(t - \frac{\beta x}{\omega} \right).$$

Из этих выражений следует, что в линии передачи с потерями входное напряжение не только уменьшается по амплитуде, но и запаздывает во времени на величину, равную $\beta x / \omega$ [с] (рис. 1.4).

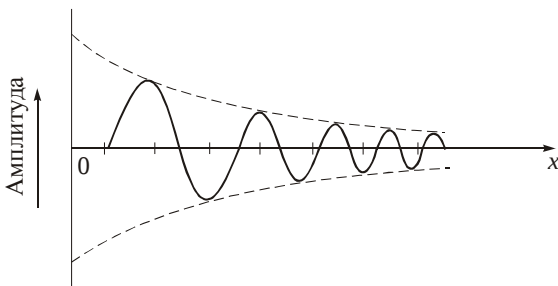


Рис. 1.4. Распределение тока или напряжения вдоль линии передачи с потерями

Скорость перемещения фронта волны может быть выражена через произведение длины волны λ и частоты f :

$$V_{\phi} = f\lambda \quad \text{или} \quad V_{\phi} = \frac{\lambda\omega}{2\pi},$$

где $\omega = 2\pi f$. С одной стороны, длина волны λ – это путь, который должна пройти волна, чтобы получить фазовый сдвиг, равный 2π рад (360°), с другой – величина β равна фазовому сдвигу, получаемому на единице длины линии. Поэтому

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad \text{или} \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (1.10)$$

т. е.

$$V_{\phi} = \frac{\omega}{\beta} \quad [\text{м/с}].$$

Подставляя в эту формулу значение β из (1.9), запишем

$$V_{\phi} = \frac{1}{(LC)^{1/2}} \text{ [м/с]}. \quad (1.11)$$

Из этого равенства с учетом уравнения (1.1) получим

$$Z_{\text{в}} = V_{\phi} L,$$

или

$$Z_{\text{в}} = \frac{1}{V_{\phi} C}.$$

Эти два выражения особенно полезны при расчете СВЧ-устройств, выполняемых на отрезках линий передачи.

Пример 1.2. Микрополосковый отрезок линии передачи с малыми потерями имеет волновое сопротивление 75 Ом и погонную емкость 0,01 пФ/мм. Определить время задержки и фазовый сдвиг для сигнала частотой 10 ГГц, прошедшего со входа линии длиной 2 мм на ее выход.

Решение. Поскольку потери в линии малы, применим уравнения

$$\beta = \omega(LC)^{1/2}, \quad Z_{\text{в}} = \left(\frac{L}{C}\right)^{1/2},$$

отсюда

$$L \approx Z_{\text{в}}^2 C = 75 \cdot 75 \cdot 1 \cdot 10^{-14} = 0,6 \cdot 10^{-10} = 0,06 \text{ нГн/мм}.$$

Тогда

$$\beta \approx 2\pi \cdot 10 \cdot 10^9 \left(0,06 \cdot 0,01 \cdot 10^{-22}\right)^{1/2} \approx 63 \cdot 10^9 \left(6 \cdot 10^{-26}\right)^{1/2} \approx 0,02 \text{ рад/мм}.$$

На расстоянии 2 мм $\beta l = 0,02 \cdot 2 = 0,04 \text{ рад} = 2,3^\circ$, т.е. напряжение на выходе сдвинуто относительно входного на $2,3^\circ$. Сигнал на выходе запаздывает относительно входного сигнала на время

$$t = \frac{\beta l}{\omega} = \frac{0,02 \cdot 2}{2\pi \cdot 10 \cdot 10^9} \approx 0,6 \cdot 10^{-12} = 0,6 \text{ пкс}.$$

1.3. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ОТРЕЗКОВ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ И ТРАНСФОРМАЦИЯ СОПРОТИВЛЕНИЙ

При исследовании разнообразных СВЧ-устройств (например, микрополосковых аттенуаторов) удобнее представлять отрезки линий передачи с целью учета неоднородностей при их каскадном соединении в виде четырехполюсника, т.е. П- или Т-образной эквивалентной цепью (рис. 1.5).

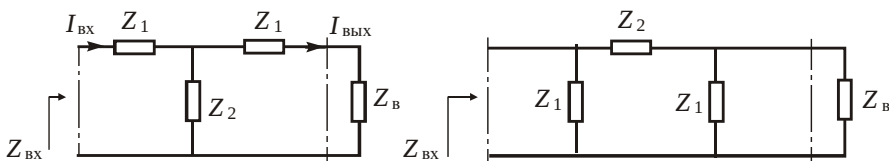


Рис. 1.5. Эквивалентные Т- и П-образные схемы отрезка линии передачи длиной l с волновым сопротивлением Z_B и коэффициентом распространения γ

Рассмотрим Т-образную эквивалентную схему отрезка линии передачи длиной l и коэффициентом распространения γ . Найдём входное сопротивление этой схемы:

$$Z_{\text{BX}} = Z_1 + \frac{Z_2(Z_1 + Z_B)}{Z_B + Z_1 + Z_2}. \quad (1.12)$$

Поскольку Т-образная цепь эквивалентна линии передачи с волновым сопротивлением Z_B , входное сопротивление будет равно волновому сопротивлению ($Z_{\text{BX}} = Z_B$). Выходной ток эквивалентной схемы равен

$$I_{\text{ВЫХ}} = \left(\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_B} \right) I_{\text{BX}}.$$

Как следует из предыдущего анализа, в однородной линии передачи при коэффициенте распространения γ имеем

$$\frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_{\text{BX}}} = \exp(-\gamma l),$$

значит,

$$\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2 + Z_B} = \exp(-\gamma l). \quad (1.13)$$

Используя уравнение (1.12) при $Z_{BK} = Z_B$ и уравнение (1.13), находим

$$Z_B = Z_1 + (Z_1 + Z_2) \exp(-\gamma l), \quad (1.14)$$

отсюда

$$Z_1 = Z_B \frac{1 - \exp(-\gamma l)}{1 + \exp(-\gamma l)}.$$

Правую часть этого равенства перепишем в виде

$$Z_1 = Z_B \frac{\exp(\gamma l/2) - \exp(-\gamma l/2)}{\exp(\gamma l/2) + \exp(-\gamma l/2)},$$

где дробь есть гиперболический тангенс. С учетом этого

$$Z_1 = Z_B \operatorname{th}(\gamma l/2). \quad (1.15)$$

Аналогично, используя уравнения (1.13) и (1.14), определяем Z_2 :

$$Z_B = Z_1 \frac{1 - \exp(-\gamma l)}{1 + \exp(-\gamma l)} + Z_2 [1 - \exp(-\gamma l)],$$

отсюда

$$Z_2 = Z_B \frac{2 \exp(-\gamma l)}{1 - \exp(-2\gamma l)}.$$

Это выражение можно переписать через гиперболический синус:

$$Z_2 = \frac{Z_B}{\operatorname{sh}(\gamma l)}. \quad (1.16)$$

Выражения (1.15) и (1.16) используются для определения составляющих Т-образной эквивалентной схемы отрезка линии передачи. Представление отрезка линии П-образной эквивалентной схемой идентично, а элементы цепи определяются по такой же методике, что

и для Т-образной цепи. В описании как Т-образной, так и П-образной эквивалентных цепей при малой длине отрезка линии l по сравнению с длиной волны λ , распространяющейся по нему, $\text{sh}(\gamma l)$ можно заменить на (γl) , а $\text{th}(\gamma l/2)$ – на $(\gamma l/2)$. Тогда эквивалентные схемы, изображенные на рис. 1.5, сводятся к цепям на сосредоточенных элементах, рассмотренных выше.

Если отрезок линии нагрузить на одном конце некоторым сопротивлением, отличным от ее входного, т.е. волнового, сопротивления, то он будет обладать трансформирующими свойствами.

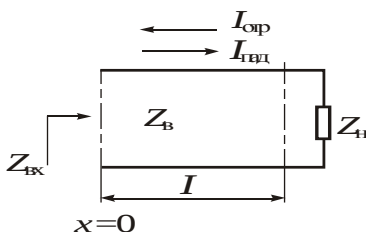


Рис. 1.6. Отрезок линии передачи, нагруженный на сопротивление $Z_{\text{н}}$

Возможность трансформировать известное сопротивление нагрузки с помощью отрезка линии передачи определенной длины позволяет реализовать разнообразные согласующие цепи. Рассмотрим рис. 1.6 и положим, что $Z_{\text{в}}$ не равно $Z_{\text{н}}$. Из предыдущих рассуждений (см. уравнение (1.6)) известно, что $U(x) = A \exp(-\gamma x) + B \exp(\gamma x)$, т.е. в любом сечении линии присутствуют две волны: падающая и отраженная. Полный ток в

некотором сечении линии равен сумме токов, которые создаются этими волнами:

$$I(x) = I_{\text{пад}}(x) - I_{\text{отр}}(x),$$

т.е.

$$I(x) = \frac{A}{Z_{\text{в}}} \exp(-\gamma x) - \frac{B}{Z_{\text{в}}} \exp(\gamma x). \quad (1.17)$$

В сечении $x=l$ отношение величин $U_{\text{н}} = U(l)$ и $I_{\text{н}} = I(l)$ из (1.6) и (1.17) должно быть равно сопротивлению нагрузки

$$Z_{\text{н}} = \frac{U_{\text{н}}}{I_{\text{н}}} = Z_{\text{в}} \frac{A \exp(-\gamma l) + B \exp(\gamma l)}{A \exp(-\gamma l) - B \exp(\gamma l)},$$

отсюда

$$\frac{B}{A} = \frac{Z_{\text{н}} - Z_{\text{в}}}{Z_{\text{н}} + Z_{\text{в}}} \exp(-2\gamma l). \quad (1.18)$$

В уравнении (1.18) множитель $\exp(-2\gamma l)$ показывает, что волна проходит по линии двойной путь (от источника до нагрузки и обратно) и характеризует изменение амплитуды и фазы волны.

Перейдем к рассмотрению токов и напряжений в начале отрезка линии, т.е. при $l = 0$. Из отношений выражений (1.6) и (1.17) получаем

$$Z_{\text{BX}} = \frac{U_{\text{BX}}}{I_{\text{BX}}} = \frac{U(0)}{I(0)} = Z_{\text{B}} \frac{A+B}{A-B},$$

отсюда

$$\frac{Z_{\text{BX}}}{Z_{\text{B}}} = \frac{1+B/A}{1-B/A}. \quad (1.19)$$

Подставляя уравнение (1.18) в (1.19) и применив ряд известных соотношений для гиперболических функций, а также преобразуя полученные выражения, запишем

$$\frac{Z_{\text{BX}}}{Z_{\text{B}}} = \frac{Z_{\text{H}} \operatorname{ch}(\gamma l) + Z_{\text{B}} \operatorname{sh}(\gamma l)}{Z_{\text{H}} \operatorname{sh}(\gamma l) + Z_{\text{B}} \operatorname{ch}(\gamma l)}. \quad (1.20)$$

Уравнение (1.20) устанавливает связь между сопротивлением нагрузки в конце линии длиной l и входным сопротивлением линии. Разделив числитель и знаменатель правой части выражения (1.20) на $Z_{\text{B}} \operatorname{ch}(\gamma l)$, получим

$$\frac{Z_{\text{BX}}}{Z_{\text{B}}} = \frac{(Z_{\text{H}}/Z_{\text{B}}) + \operatorname{th}(\gamma l)}{1 + (Z_{\text{H}}/Z_{\text{B}}) \operatorname{th}(\gamma l)}. \quad (1.21)$$

Из выражения (1.21) следует, что при равенстве сопротивлений нагрузки и волнового сопротивления линии ($Z_{\text{H}} = Z_{\text{B}}$) входное сопротивление линии совпадает с волновым ($Z_{\text{BX}} = Z_{\text{B}}$). В этом случае исчезает отраженная от нагрузки волна, т.е. линия идеально согласована.

Использование уравнения (1.21) и таблицы функции $\operatorname{th}(\gamma)$ является основой метода расчета согласования цепей с распределенными параметрами наряду с графическим, который будет рассмотрен далее. Поскольку γ — величина комплексная, т.е. $\gamma = \alpha + i\beta$, гиперболический тангенс от комплексного аргумента принимает комплексные значения.

При численных расчетах можно пользоваться известной из тригонометрии формулой

$$\operatorname{th}(\alpha l + j\beta l) = \frac{\operatorname{sh}(2\alpha l) \pm j \sin(2\beta l)}{\operatorname{ch}(2\alpha l) + \cos(2\beta l)},$$

где действительная и мнимая части разделены.

Иногда при измерениях возникает проблема, когда по известному входному сопротивлению $Z_{\text{вх}}$ и другим параметрам линии передачи необходимо определить нагрузку $Z_{\text{н}}$. Тогда уравнение (1.21) переписывается с учетом того, что положительное направление принимается от нагрузки к входу линии, т.е. в уравнении (1.21) l заменяется на $-l$, $Z_{\text{н}}$ — на $Z_{\text{вх}}$, а $Z_{\text{вх}}$ — на $Z_{\text{н}}$ и учитывается, что $\operatorname{th}(-\gamma l) = -\operatorname{th}(\gamma l)$, тогда

$$\frac{Z_{\text{н}}}{Z_{\text{вх}}} = \frac{(Z_{\text{вх}}/Z_{\text{в}}) - \operatorname{th}(\gamma l)}{1 - (Z_{\text{вх}}/Z_{\text{в}}) \operatorname{th}(\gamma l)}.$$

Пример 1.3. Линия передачи длиной 0,1 м работает на частоте 10 ГГц и вносит затухание 2 Нп/м. Каково входное сопротивление линии, если фазовая скорость в линии $2,7 \cdot 10^8$ м/с, волновое сопротивление 50 Ом и сопротивление нагрузки $(30 - j10)$ Ом?

Решение. Применяем уравнение (1.21):

$$\frac{Z_{\text{вх}}}{Z_{\text{в}}} = \frac{(Z_{\text{н}}/Z_{\text{в}}) + \operatorname{th}(\gamma l)}{1 + (Z_{\text{н}}/Z_{\text{в}}) \operatorname{th}(\gamma l)}.$$

Необходимо определить $Z_{\text{вх}}$ при $Z_{\text{н}} = (30 - j10)$ Ом, $Z_{\text{в}} = (50 + j0)$ Ом, $l = 0,1$ м, $\alpha = 2$ Нп/м, $V_{\text{ф}} = 2,7 \cdot 10^8$ м/с. В соответствии с этими данными

$$\frac{Z_{\text{н}}}{Z_{\text{в}}} = \frac{30 - j10}{50 + j0} = (0,6 - j0,2);$$

$$\alpha l = 2 \cdot 0,1 = 0,2 \text{ Нп}, \quad 2\alpha l = 0,4 \text{ Нп},$$

$$\beta l = \frac{\omega l}{V_{\text{ф}}} = \frac{2\pi \cdot 10 \cdot 10^9 \cdot 0,1}{2,7 \cdot 10^8} = 23,27 \text{ рад},$$

$$2\beta l = 46,54 \text{ рад}.$$

Далее находим

$$\operatorname{th}(\gamma l) = \operatorname{th}(\alpha l + j\beta l) = \operatorname{th}(0,2 + j23,27) = \frac{\operatorname{sh}(0,4) + j \sin(46,54)}{\operatorname{ch}(0,4) + \cos(46,54)},$$

где

$$\operatorname{sh}(0,4) = \frac{\exp(0,4) - \exp(-0,4)}{2} = 0,4111; \operatorname{ch}(0,4) = 1,081;$$

$$\sin(46,54 - 14\pi) = \sin(2,578) = 0,5513;$$

$$\cos(46,54) = \cos(2,578) = -0,8343.$$

Таким образом,

$$\operatorname{th}(\gamma l) = \frac{0,4111 + j0,5513}{1,081 - 0,8343} = 1,666 + j2,2347.$$

Подставляя все найденные величины в исходное выражение, получаем

$$\frac{Z_{\text{вх}}}{Z_{\text{в}}} = \frac{0,6 - j0,2 + 1,666 + j2,2347}{1 + (0,6 - j0,2)(1,666 + j2,2347)} = \frac{2,266 + j2,0347}{2,5} = 0,9 + j0,8.$$

Тогда $Z_{\text{вх}} = 45 + j40 \text{ Ом}$.

1.4. КОРОТКОЗАМКНУТЫЕ И РАЗОМКНУТЫЕ НА КОНЦЕ ОТРЕЗКИ ЛИНИИ. РЕЖИМ ПОЛНОГО ОТРАЖЕНИЯ

Из отрезков линий, которые замкнуты или разомкнуты на конце, могут быть созданы различные СВЧ-устройства. Входное сопротивление таких отрезков может быть определено или из уравнения (1.21), или с помощью эквивалентных выражений, вытекающих из представления этого отрезка в виде Т- или П-образной цепи:

$$Z_{\text{вх КЗ}} = Z_{\text{в}} \operatorname{th}(\gamma l).$$

Здесь индекс «КЗ» означает короткое замыкание.

Если потери в отрезке малы, т.е. затухание незначительно, то входное сопротивление будет равно

$$Z_{\text{вх КЗ}} = Z_{\text{в}} \operatorname{th}(j\beta l) = jZ_{\text{в}} \operatorname{th}(\beta l). \quad (1.22)$$

Аналогично для разомкнутого отрезка

$$Z_{\text{вх XX}} = \frac{Z_{\text{в}}}{\operatorname{th}(\gamma l)}.$$

Здесь индекс «XX» означает холостой ход.

Если потери в линии малы и ими можно пренебречь, то

$$Z_{\text{вх XX}} = \frac{-jZ_{\text{в}}}{\operatorname{th}(\beta l)} = -jZ_{\text{в}} \operatorname{cth}(\beta l). \quad (1.23)$$

Как показывают уравнения (1.22) и (1.23), входное сопротивление таких отрезков зависит от их длины и имеет либо индуктивный, либо емкостной характер. Такие отрезки линии называются *шлейфами*. Их входные сопротивления, рассчитанные по формулам (1.22) и (1.23) в интервале от нуля до четверти длины волны $0 \leq l \leq \lambda/4$, показаны на рис. 1.7.

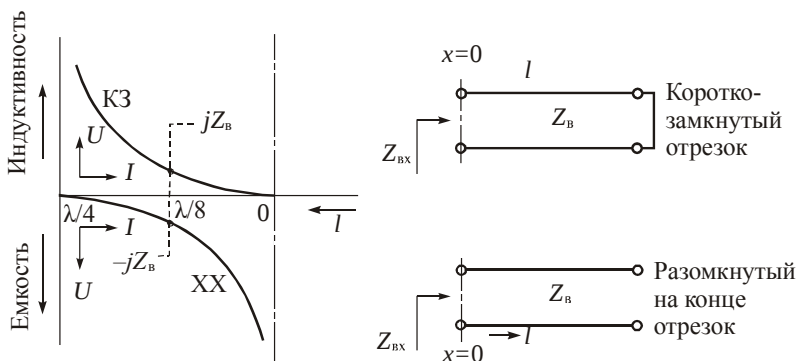


Рис. 1.7. Частотная зависимость входного сопротивления короткозамкнутого и разомкнутого на конце отрезков линии длиной $\lambda/4$

В идеально разомкнутой либо короткозамкнутой линии вся энергия падающей волны отражается от конца линии и возвращается к ее входу. Перемножая входные сопротивления отрезков линии одинаковой длины с КЗ и ХХ, получаем квадрат их волнового сопротивления:

$$Z_{\text{вх КЗ}} Z_{\text{вх ХХ}} = Z_{\text{в}}^2. \quad (1.24)$$

На равенстве (1.24) основан первый метод определения волнового сопротивления линии, заключающийся в измерении входного сопротивления линии сначала замкнутой, а затем разомкнутой на конце. Второй метод применяют, когда точно известна длина волны, распространяющейся по линии. Входное сопротивление определяемого отрезка линии, длина которого составляет нечетное число $\lambda/8$, равно по модулю $Z_{\text{в}}$ как при разомкнутом, так и при замкнутом конце этого отрезка. Если неизвестна длина волны, то пользуются первым методом.

Пусть ко входу линии без потерь подключен генератор, тогда вся энергия волны доходит до конца линии (если линия конечна по длине), где ток при идеальном режиме холостого хода на конце линии равен нулю. Поэтому какое-либо рассеяние на конце линии невозможно, и в результате вся энергия падающей волны должна вернуться обратно к генератору. Поскольку отраженная волна распространяется по той же самой линии, в отдельных ее сечениях она суммируется с падающей волной, вследствие чего возникают пучности (максимумы), они появляются через полволны, через полволны образуются и узлы (минимумы), т.е. возникают стоячие волны. На разомкнутом конце линии создаются узел тока и пучность напряжения. Во всех сечениях, где образуется пучность тока, возникает узел напряжения, и наоборот, при идеальном коротком замыкании на конце линии будут пучность тока и узел напряжения. При сдвиге на четверть длины волны от сечения с коротким замыканием напряжение достигнет максимума, а ток будет равен нулю. Точно такие же значения принимают напряжение и ток на разомкнутом конце линии. *Следовательно, распределение напряжения и тока в разомкнутой на конце линии без потерь не изменится, если подключить к разомкнутому концу четвертьволновый короткозамкнутый отрезок линии, и наоборот, если к короткозамкнутой на конце линии подключить четвертьволновый разомкнутый отрезок линии.*

В режиме стоячей волны напряжение (ток) в месте пучности вдвое превышает напряжение (ток) падающей волны, а в узле оно равно нулю. Реальные линии обязательно вносят затухание, т.е. амплитуда как падающей, так и отраженной волн монотонно уменьшается по мере

перемещения по линии, в результате напряжение (ток) в пучностях не достигает удвоенного значения, а в узлах полная компенсация становится невозможной.

Для характеристики режима работы линии вводится такое понятие, как *коэффициент стоячей волны по напряжению* $K_{стU}$ или просто коэффициент стоячей волны $K_{ст}$, равный отношению напряжений в максимуме и минимуме. В линии без потерь в режиме стоячих волн это отношение равно бесконечности, в реальных линиях величина $K_{стU}$ всегда конечна:

$$K_{стU} = \frac{|U_{пад}| + |U_{отр}|}{|U_{пад}| - |U_{отр}|}. \quad (1.25)$$

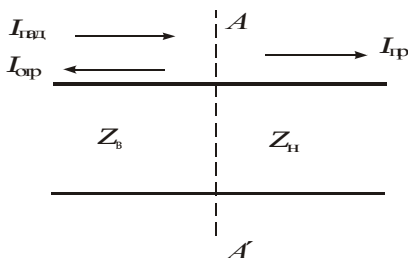


Рис. 1.8. К определению коэффициента отражения Γ : $I_{пад} - I_{отр} = I_{пр}$

В это уравнение можно подставлять как амплитудные, так и действующие ($1/\sqrt{2}$ от амплитудного) значения напряжений. Нагрузкой для линии может быть сосредоточенное сопротивление $Z_н$ либо отрезок линии с волновым сопротивлением $Z_н$, отличным от волнового сопротивления линии $Z_в$. Запишем уравнение Кирхгофа для тока в сечении линии AA' (рис. 1.8), т.е. в месте подключения нагрузки:

$$\frac{U_{пад}}{Z_в} - \frac{U_{отр}}{Z_в} = \frac{U_{пр}}{Z_н} \quad (1.26)$$

и для напряжения $U_{пад} + U_{отр} = U_{пр}$. Подставим значение $U_{пр}$ в уравнение (1.26) и определим коэффициент отражения:

$$\Gamma = \frac{U_{отр}}{U_{пад}} = \frac{Z_н - Z_в}{Z_н + Z_в}. \quad (1.27)$$

Так как в общем случае сопротивление нагрузки и волновое сопротивление – величины комплексные, величина Γ также комплексная:

$$\Gamma = |\Gamma| \exp(j\theta),$$

где

$$|\Gamma| = \left| \frac{Z_{\text{н}} - Z_{\text{в}}}{Z_{\text{н}} + Z_{\text{в}}} \right|; \quad \theta = \arctg \left(\frac{\text{Мнимая}}{\text{Действительная}} \right) \text{ части } \Gamma.$$

Согласно уравнению (1.25)

$$K_{\text{ст}U} = \frac{1 + U_{\text{отр}}/U_{\text{пад}}}{1 - U_{\text{отр}}/U_{\text{пад}}},$$

тогда из уравнения (1.27) получаем

$$|\Gamma| = \left| \frac{U_{\text{отр}}}{U_{\text{пад}}} \right| = \frac{K_{\text{ст}U} - 1}{K_{\text{ст}U} + 1}.$$

Величина $K_{\text{ст}U}$ в отличие от коэффициента Γ – всегда действительная и меняется от единицы при идеальном согласовании ($Z_{\text{н}} = Z_{\text{в}}$) до бесконечности при коротком замыкании ($Z_{\text{н}} = 0$) или на холостом ходу ($Z_{\text{н}} = \infty$).

Из закона сохранения энергии следует, что мощность падающей волны равна сумме мощностей рассеянной волны в нагрузке и отраженной при условии, что потери в линии отсутствуют: $P_{\text{пад}} = P_{\text{н}} + P_{\text{отр}}$. Следовательно,

$$\frac{P_{\text{н}}}{P_{\text{пад}}} = \frac{P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}}}{P_{\text{пад}}} = 1 - \frac{P_{\text{отр}}}{P_{\text{пад}}}. \quad (1.28)$$

Второе слагаемое правой части этого уравнения равно отношению $(U_{\text{отр}}/U_{\text{пад}})^2$, так как мощность пропорциональна U^2/Z . Тогда падающая мощность и мощность, поступившая в нагрузку, связаны с $K_{\text{ст}U}$ равенством

$$\frac{P_{\text{н}}}{P_{\text{пад}}} = 1 - \left(\frac{K_{\text{ст}U} - 1}{K_{\text{ст}U} + 1} \right)^2 = \frac{4K_{\text{ст}U}}{(K_{\text{ст}U} + 1)^2}. \quad (1.29)$$

В правой части уравнения (1.29) знаменатель в квадрате – это отражение того факта, что мощность, поступающая в нагрузку из линии, быстро уменьшается по мере возрастания величины $K_{\text{ст}U}$ (по сравне-

нию с единицей). Например, при $K_{стU} = 3$ только 75 % мощности падающей волны проходит в нагрузку, а при $K_{стU} = 20$ – лишь 18 %.

Пример 1.4. Через очень короткий отрезок линии передачи с волновым сопротивлением 75 Ом необходимо передать в нагрузку мощность, равную одному ватту. Действующее напряжение в линии не должно превышать 10 В. Определить максимально допустимое значение $K_{стU}$, при котором линия не повреждается.

Решение. Поскольку коэффициент затухания не задан, а длина линии очень мала, можно пренебречь потерями в линии и воспользоваться уравнением (1.28):

$$P_{\text{н}} = P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}},$$

откуда

$$P_{\text{н}} = \frac{U_{\text{пад}}^2}{Z_{\text{в}}} - \frac{U_{\text{отр}}^2}{Z_{\text{в}}} = \frac{1}{Z_{\text{в}}} (U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}}) (U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}}) = 1 \text{ Вт.}$$

Тогда $(U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}})(U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}}) = P_{\text{н}} Z_{\text{в}} = 75$. Действующее значение напряжения в линии не должно превышать 10 В:

$$(U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}}) \leq 10 \text{ В,}$$

следовательно,

$$(U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}}) \geq \frac{75}{10} = 7,5,$$

но

$$K_{стU} = \frac{|U_{\text{пад}}| + |U_{\text{отр}}|}{|U_{\text{пад}}| - |U_{\text{отр}}|},$$

$$\text{т.е. } K_{стU} \leq \frac{10}{7,5} \leq 1,33.$$

При таком значении $K_{стU}$ 93,7 % мощности падающей волны передается в нагрузку.

В реальных устройствах значение $K_{\text{сгу}}$ обычно не бывает меньше 1,1, т.е. передача в нагрузку около 99,8 % считается наилучшей. Если коэффициент отражения известен, то можно определить входное сопротивление линии.

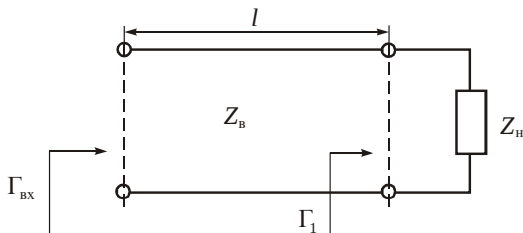


Рис. 1.9. К определению входного сопротивления отрезка линии передачи по коэффициенту отражения

Как видно из рис. 1.9, коэффициент отражения равен

$$\Gamma_1 = \frac{Z_H - Z_B}{Z_H + Z_B}, \quad \Gamma_{\text{BX}} = \frac{Z_{\text{BX}} - Z_B}{Z_{\text{BX}} + Z_B},$$

но $\Gamma_{\text{BX}} = \Gamma_1 \exp(-2\gamma l)$, тогда

$$Z_{\text{BX}} = \frac{1 + \Gamma_1 \exp(-2\gamma l)}{1 - \Gamma_1 \exp(-2\gamma l)}.$$

Если пренебречь потерями, то

$$\Gamma_{\text{BX}} = \Gamma_1 \exp(-j2\beta l).$$

Такой подход положен в основу определения входного сопротивления по коэффициенту отражения в длинных линиях графическим способом. В основе способа лежат диаграммы зависимости входного сопротивления от коэффициента отражения, называемые диаграммами Вольперга или Смита.

1.5. МИКРОПОЛОСКОВЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

В СВЧ-диапазоне линии передачи могут быть двухпроводными, коаксиальными, полосковыми, волноводными, микрополосковыми, световодными. По каждому типу линий имеется достаточно много литературы, в которой подробно описаны методы их конструирования и расчета. В микроэлектронике СВЧ в основном применяются несимметричные микрополосковые линии передачи. Кратко рассмотрим основные расчетные соотношения для таких линий.

В микрополосковых линиях существенно сильнее взаимное влияние соседних проводников, что обусловлено более открытой структурой линии (например, относительно симметричной полосковой) (рис. 1.10).

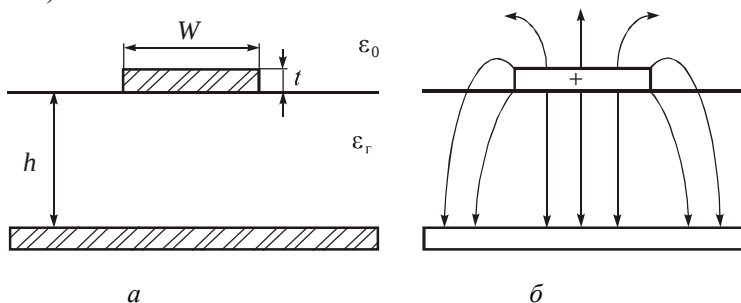


Рис. 1.10. Поперечное сечение (а) и структура поля (б) в микрополосковой линии передачи

Конструкция линии чрезвычайно проста: металлическая полоска шириной W и толщиной t лежит на подложке из диэлектрика толщиной h с относительной проницаемостью ϵ_r . Подложка с непланарной стороны покрыта проводящим слоем. Структура поля в линии достаточно сложная. Теоретический анализ поля в микрополосковой линии осложняется тем, что лишь часть поля концентрируется в слое диэлектрика, а остальная часть – над полоской и рядом с ней в воздухе. Поэтому распространяющаяся в линии мода волны не чистая ТЕМ, а квазиТЕМ, что подчеркивает различие структуры полей в слоистом диэлектрике (т.е. воздух и диэлектрик). Это различие невелико на низ-

ких частотах, однако по мере повышения частоты становятся все более заметными влияния продольных составляющих полей, начинает проявляться дисперсия, выраженная в том, что волновое сопротивление линии и эффективная диэлектрическая проницаемость все больше начинают зависеть от частоты [1].

То есть при расчете микрополосковой линии возникает необходимость определять величину, получившую название *эффективной диэлектрической проницаемости* ($\epsilon_{\text{эф}}$). Она характеризует соотношение энергий, концентрирующихся в воздухе и диэлектрике.

Как было рассмотрено выше, любая линия с ТЕМ-модой характеризуется фазовой скоростью распространения (см. формулу (1.11)):

$$V_{\phi} = \frac{1}{(LC)^{1/2}},$$

где L и C – погонные индуктивность и емкость линии с диэлектриком.

При отсутствии диэлектрика фазовая скорость в линии совпадает со скоростью света в свободном пространстве:

$$c = \frac{1}{(LC_{\text{возд}})^{1/2}},$$

где $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с; L и $C_{\text{возд}}$ – погонные индуктивность и емкость линии с воздушным заполнением.

Из этих двух равенств следует, что

$$\frac{c}{V_{\phi}} = \frac{C}{(C_{\text{возд}})^{1/2}},$$

т.е. отношение погонных емкостей линий, заполненных диэлектриком и воздухом, равно квадрату отношения скорости света в свободном пространстве к фазовой скорости переднего фронта волны в линии с диэлектриком. Это отношение и есть *эффективная диэлектрическая проницаемость*:

$$\frac{C}{C_{\text{возд}}} = \left(\frac{c}{V_{\phi}} \right)^2 = \epsilon_{\text{эф}}. \quad (1.30)$$

Если микрополосковая линия имеет относительно широкую металлическую полосу ($W/h \rightarrow \infty$), то она по своим свойствам близка к плоскому конденсатору, в котором практически вся энергия электрического поля концентрируется в диэлектрике под полосой. В этом случае $\epsilon_{\text{эф}}$ близка к диэлектрической проницаемости диэлектрика ϵ_r . Если полоска узкая ($W/h \rightarrow 0$), то энергия электрического поля распределяется поровну между воздухом и диэлектриком, тогда величина $\epsilon_{\text{эф}}$ близка к полусумме диэлектрической проницаемости свободного пространства и диэлектрика:

$$\epsilon_{\text{эф}} \approx \frac{\epsilon_r + 1}{2}.$$

Следовательно, эффективная диэлектрическая проницаемость находится между

$$\frac{\epsilon_r + 1}{2} < \epsilon_{\text{эф}} < \epsilon_r.$$

Для любой волны в линии передачи фазовая скорость распространения равна:

в свободном пространстве

$$c = f\lambda_0$$

при наличии диэлектрика

$$V_{\phi} = f\lambda_g.$$

Подставив значения c и V_{ϕ} в уравнение (1.30), получаем

$$\epsilon_{\text{эф}} = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2,$$

т. е.

$$\lambda_g = \lambda_0 / (\epsilon_{\text{эф}})^{1/2} = \frac{c}{f (\epsilon_{\text{эф}})^{1/2}}, \quad (1.31)$$

где λ_g – длина волны в микрополосковой линии.

В литературе приводится множество аналитических выражений для расчета параметров микрополосковых линий. Наиболее общие выражения для расчета в диапазоне $0,05 < W/h < 20$ при $\varepsilon_r < 16$ приведены в [2]. При нулевой толщине полоски ($t \rightarrow 0$) они имеют вид:

для $W/h < 1$

$$Z_B = \left(\frac{60}{\sqrt{\varepsilon_{\text{эф}}}} \right) \ln \left[\left(\frac{8h}{W} \right) + 0,25 \left(\frac{W}{h} \right) \right], \quad (1.32)$$

где
$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left[\left(1 + \frac{12h}{W} \right)^{1/2} + 0,041 \left(1 - \frac{W}{h} \right)^2 \right];$$

для $W/h \geq 1$

$$Z_B = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_{\text{эф}}}} \left[W/h + 1,393 + 0,667 \ln(W/h + 1,4444) \right]^{-1}, \quad (1.33)$$

где
$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left[1 + 12 \left(\frac{h}{W} \right) \right]^{1/2}.$$

В указанных интервалах изменения W/h и ε_r погрешность расчета величин Z_B и $\varepsilon_{\text{эф}}$ по уравнениям (1.32) и (1.33) не превышает 1 %.

Для синтеза микрополосковой линии по известному волновому сопротивлению можно воспользоваться следующими выражениями [2]:

при $A < 1,52$

$$\frac{W}{h} = \frac{8 \exp(A)}{\exp(2A) - 2}; \quad (1.34)$$

при $A > 1,52$

$$\frac{W}{h} = \frac{2}{\pi} \left\{ \varepsilon_r - 1 - \ln(2B - 1) + \left(\frac{\varepsilon_r - 1}{2\varepsilon_r} \right) \left[\ln(B - 1) + 0,39 - \left(\frac{0,61}{\varepsilon_r} \right) \right] \right\}, \quad (1.35)$$

где

$$A = \frac{Z_B}{60} \left(\frac{\varepsilon_r + 1}{2} \right)^{1/2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 1} \left(0,23 + \frac{0,11}{\varepsilon_r} \right), \quad B = \frac{377\pi}{2Z_B \sqrt{\varepsilon_r}}.$$

Погрешность расчета по уравнениям (1.34) и (1.35) того же порядка, что и по (1.32), (1.33). Влияние толщины полоски можно учесть, вводя в уравнения (1.32)–(1.35) вместо физической ширины полоски W ее эффективную ширину:

при $W/h > 1,2\pi$

$$\frac{W_{\text{эф}}}{h} = \frac{W}{h} + \frac{t}{\pi h} + \frac{t}{\pi h} \left(1 + \ln \frac{2h}{t} \right); \quad (1.36)$$

при $W/h < 1,2\pi$

$$\frac{W_{\text{эф}}}{h} = \frac{W}{h} + \frac{t}{\pi h} \left(1 + \ln \frac{4\pi W}{t} \right). \quad (1.37)$$

При выводе уравнений (1.36) и (1.37) предполагалось $t < h$ и $t < W/2$.

На частотах до 10 ГГц дисперсия (т.е. зависимость диэлектрической проницаемости от частоты) эффективной диэлектрической проницаемости в микрополосковой линии настолько мала, что ей, как правило, пренебрегают. Однако на более высоких частотах она оказывает влияние на точность расчета, и ее можно учесть с помощью ряда простых выражений, полученных в работе [3]:

$$\varepsilon_{\text{эф}}(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_0}{1 + G(f/f_d)^2},$$

где $G = 0,004Z_B + \sqrt{\frac{Z_B - 5}{60}}$; $f_d = 0,4 \frac{Z_B}{h}$; причем h – в миллиметрах;

Z_B – в омах; текущая частота – f и f_d – в гигагерцах; ε_r и ε_0 – диэлектрическая проницаемость диэлектрика и вакуума соответственно.

Толщина подложек в устройствах СВЧ, использующих микрополосковые линии, невелика, и для обеспечения механической прочности, дополнительного отвода тепла от активных элементов, защиты от окружающей среды их, как правило, помещают в корпус. Внутри корпуса часть краевых полей замыкается на экран, а не рассеивается во внешнем пространстве, что приводит к увеличению напряженности полей в зазоре между корпусом и линией. Когда крышка и боковые стенки корпуса удалены на расстояние, приблизительно в пять или шесть раз больше, чем соответственно толщина подложки и ширина

полоски, влияние экрана на параметры микрополосковой линии, описываемые уравнениями (1.32)–(1.37), пренебрежимо мало.

Для приближенного анализа и синтеза микрополосковой линии можно воспользоваться графиками, приведенными в справочниках, например в [4].

1.6. СВЯЗАННЫЕ МИКРОПОЛОСКОВЫЕ ЛИНИИ

Пусть две микрополосковые линии равной ширины располагаются, как показано на рис. 1.11. Электрические поля, возникающие вокруг этих проводников, взаимодействуют между собой за счет краевых полей, величина которых зависит от разности потенциалов между проводниками и их формы, расстояния между ними и параметров диэлектрика, на которых проводники расположены. Это взаимодействие используется в направленных ответвителях, являющихся одними из основных элементов балансных смесителей и модуляторов. Взаимодействие между микрополосками используется также во многих типах фильтров, т.е. для получения требуемой характеристики берутся связанные отрезки линии передачи, резонирующие на определенной частоте и соответствующим образом расположенные.

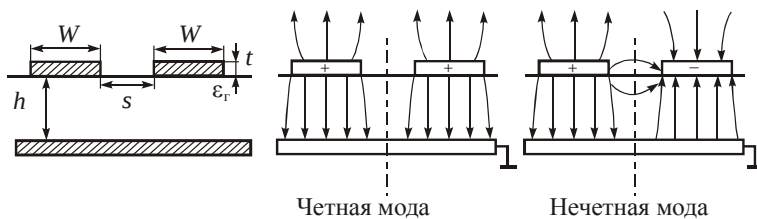


Рис. 1.11. Структура электрического поля в связанных микрополосковых линиях

В связанных микрополосковых линиях возможны два способа возбуждения вдоль боковых торцов проводников: оба проводника находятся под одним потенциалом, например +1 В (четная мода), либо потенциал одного из проводников +1 В, а второго –1 В (нечетная мода).

Тогда на оси симметрии между проводниками возникают магнитная стенка при синфазном возбуждении (четная мода) и электрическая – при противофазном (нечетная мода). Имеется в виду, что касательные составляющие магнитного и электрического полей в плоскости симметрии равны нулю.

Боковая связь между проводниками характеризуется коэффициентом связи C , который обычно выражается через волновое сопротивление линии для четной и нечетной мод:

$$C[\text{ДБ}] = 20 \lg(\text{Коэффициент связи по напряжению}) = -20 \lg C_0. \quad (1.38)$$

Волновое сопротивление определяется так:

для четной моды

$$Z_{\text{вч}} = Z_{\text{в}} \left(\frac{1 + C_0}{1 - C_0} \right)^{1/2}; \quad (1.39)$$

для нечетной

$$Z_{\text{вн}} = Z_{\text{в}} \left(\frac{1 - C_0}{1 + C_0} \right)^{1/2}, \quad (1.40)$$

причем

$$Z_{\text{в}} = (Z_{\text{вч}} Z_{\text{вн}})^{1/2}. \quad (1.41)$$

Эти соотношения строго выполняются, если коэффициенты распространения четной и нечетной мод равны. Однако в микрополосковой линии каждая из этих мод имеет свой коэффициент распространения, поэтому для четной моды фазовая скорость равна $V_{\text{ф ч}}$, для нечетной – $V_{\text{ф н}}$. Равенствами (1.38)–(1.41) пользоваться можно, однако рассчитанный по этим уравнениям направленный ответвитель на микрополосковой линии потребует экспериментальной доработки.

В микрополосковых направленных ответвителях ввиду планарности структуры используется, как правило, лишь боковая связь. Как видно из рис. 1.11, при возбуждении нечетной моды концентрация полей в зазоре между полосками выше, чем при возбуждении четной моды, поэтому и степень связи в первом случае выше. На этом соображении и основывается анализ связанных линий с боковой связью. Этот

анализ опирается на раздельное рассмотрение четной и нечетной мод, причем для каждой из мод рассчитывается полная емкость линии. Она представляется в виде суммы элементарно определяемых частичных емкостей:

- емкости плоского конденсатора, обусловленной энергией электрического поля, запасенной между нижней поверхностью полосок и заземленным экраном;
- краевой емкости, связанной с полями вблизи краев полосок;
- емкости, связанной с теми частями полей, которые находятся над поверхностью полосок. Каждая из этих емкостей зависит от ширины полосок W и зазора между ними s .

Процедура синтеза состоит в основном из следующих этапов:

- выбора коэффициента связи и волнового сопротивления питающей линии;
- расчета по формулам (1.38) – (1.41) волновых сопротивлений $Z_{вч}$ и $Z_{вн}$ для четной и нечетной мод;
- нахождения величин W и s из уравнений $Z_{вч} = f_1(C_ч)$ и $Z_{вн} = f_2(C_н)$, где $C_ч$ и $C_н$ – полные погонные емкости для четной и нечетной мод;
- определения длины связанных отрезков линий передачи.

Указанная последовательность реализуется в машинных программах синтеза, где по заданным значениям коэффициента связи и волнового сопротивления с использованием формул (1.38) – (1.40) находят волновые сопротивления для четной $Z_{вч}$ и нечетной $Z_{вн}$ мод. Далее, задаваясь некоторым начальным значением ширины полосок W , по известному значению $Z_{вч}$ определяют величину зазора s . Значения W и s подставляют в выражение, описывающее волновое сопротивление для нечетной моды $Z_{вн}$. Вычисленное значение $Z_{вн}$ сравнивают с требуемым значением. Если относительное расхождение велико (более 0,01), то меняют начальное значение W , снова рассчитывают величины $Z_{вн}$ и s , выполняют сравнение и т.д., пока не будет достигнуто совпадение с требуемым значением $Z_{вн}$. Найдя ширину полосок и величину зазора между ними, определяют длину волны в линии для четной и нечетной мод.

Так как структуры полей при четной и нечетной модах разные, значения параметра $\varepsilon_{эф}$ для каждой из них различны, т.е. возникает различие в фазовых скоростях мод. Это приводит к ухудшению параметров ответвителя, особенно параметра «направленность», который равен отношению сигналов на входе ответвителя и в том плече, куда

энергия поступать не должна. Чем больше величина связи, тем этот эффект проявляется сильнее. Приблизненно неравенство фазовых скоростей можно учесть, если определять эквивалентную длину волны в связанной линии передачи как полусумму длин волн для четной и нечетной мод.

Синтез связанных микрополосковых линий можно произвести приближенно, пользуясь графиками из справочника [4]. Для этого достаточно иметь зависимость величин $Z_{вч}$ и $Z_{вн}$ от параметра W/h при различных значениях s/h и заданном значении диэлектрической проницаемости диэлектрика ϵ_r . Определив из графиков значения волновых сопротивлений $Z_{вч}$ и $Z_{вн}$, рассчитывают те же зависимости, но при воздушном заполнении, что позволяет определить фазовую скорость и длину волны для каждой из мод. Поскольку у диэлектрика $\mu_r = 1$, погонная индуктивность почти не зависит от характера диэлектрического заполнения, а значит,

$$Z_{вч(вн)} = U_{фч(фн)} L, \quad Z_{вч(вн)}^{ВОЗД} = cL,$$

т.е.

$$U_{фч(фн)} = \frac{cZ_{вч(вн)}}{Z_{вч(вн)}^{ВОЗД}}$$

и

$$\lambda_{gч(гн)} = \frac{V_{фч(фн)}}{f} = \frac{cZ_{вч(вн)}}{fZ_{вч(вн)}^{ВОЗД}}, \quad (1.57)$$

где c – скорость света; f – рабочая частота.

В приближенных расчетах можно полагать, что длина волны в связанной линии совпадает с длиной волны в одиночной микрополосковой линии с той же шириной полосы. При боковой связи в направленных ответвителях на микрополосковой линии коэффициент связи не превышает -10 дБ из-за технологических трудностей создания малых зазоров между относительно длинными полосками. Максимум связи достигается при длине области связи в четверть длины волны в линии.

Пример 1.5. С помощью графиков из справочника [4] (рис. 1.12) определить величины W и s в связанных микрополосковых линиях, если заданы толщина подложки $h = 0,25$ мм, ее относительная диэлек-

трическая проницаемость $\varepsilon_r = 2,3$, коэффициент связи $C = -10$ дБ, рабочая частота $f = 1$ ГГц и волновое сопротивление питающей линии $Z_B = 50$ Ом.

Решение. Из соотношений (1.38) – (1.41) определяем -10 дБ = $= 20 \lg C_0$, откуда $C_0 = 0,32$:

$$Z_{BЧ} = Z_B \left(\frac{1+C_0}{1-C_0} \right)^{1/2} = 50 \left(\frac{1+0,32}{1-0,32} \right)^{1/2} = 1,39 \cdot 50 \approx 69,7 \text{ Ом},$$

$$Z_{BH} = Z_B \left(\frac{1-C_0}{1+C_0} \right)^{1/2} = 50 \left(\frac{0,68}{1,32} \right)^{1/2} \approx 0,72 \cdot 50 = 36 \text{ Ом}.$$

Проверяем правильность решения:

$$Z_B = (Z_{BЧ} Z_{BH})^{1/2} = (69,7 \cdot 36)^{1/2} \approx 50 \text{ Ом}.$$

Для нахождения W/h и s/h обратимся к графику, приведенному на рис. 1.12.

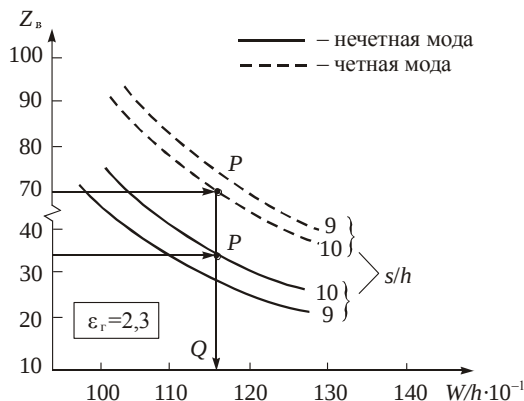


Рис. 1.12. Один из графиков для проектирования связанных микрополосковых линий

На вертикальной оси откладываем полученные значения $Z_{BЧ}$ и Z_{BH} , проводим прямые, параллельные горизонтальной оси, до пересечения с кривыми, соответствующими одному и тому же значению s/h (точки P на рис. 1.12), и через эти точки опускаем перпендику-

ляр до пересечения с горизонтальной осью (точка Q): $P = 10 = s/h$, т.е. $s = 10 \cdot 0,25 = 2,5$ мм, $Q = 11,7 = W/h$, т.е. $W = 11,7 \cdot 0,25 \approx 2,9$ мм.

Из уравнения (1.33) находим

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{2,3+1}{2} + \frac{2,3-1}{2} \left[1 + 12 \left(\frac{0,25}{2,9} \right) \right]^{1/2} \approx 2,11.$$

Тогда из уравнения (1.31) получаем

$$\lambda_g \approx \left(\frac{c}{f} \right) \varepsilon_{\text{эф}}^{-1/2} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{1 \cdot 10^9} (2,11)^{-1/2} = 3 \cdot 10 \cdot 0,69 \approx 21 \text{ см.}$$

Изготовленный по результатам расчета ответвитель может потребовать экспериментальной доводки. Изменение ширины полосок и зазора между ними меняет волновое сопротивление как для четной, так и для нечетной моды. Чтобы сохранить значение коэффициента связи неизменным, необходимо ширину полосок и зазор между ними менять одновременно, как правило, в сторону увеличения.

1.7. ПОЛУВОЛНОВЫЕ И ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫЕ ОТРЕЗКИ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ. СОГЛАСУЮЩИЕ ШЛЕЙФЫ

Из четвертьволновых и полуволновых отрезков линии передачи, как упоминалось выше, можно сконструировать ряд устройств. Как было упомянуто ранее, уравнение (1.21) связывает входное сопротивление отрезка линии без потерь с волновым сопротивлением

$$\frac{Z_{\text{вх}}}{Z_{\text{в}}} = \frac{\frac{Z_{\text{н}}}{Z_{\text{в}}} + \operatorname{tg}(\beta l)}{1 + \frac{Z_{\text{н}}}{Z_{\text{в}}} \operatorname{tg}(\beta l)}.$$

При $\beta l = \pi$ или $\beta l = \pi n$, где n – целое число, тангенсы становятся нулями и тогда из уравнения следует, что $Z_{\text{вх}} = Z_{\text{н}}$. Значению $\beta l = \pi$ соответствует длина отрезка $l = \lambda_g/2$, так как $\beta = 2\pi/\lambda_0$ согласно уравнению (1.10). Следовательно, входное сопротивление отрезка линии передачи без потерь полуволновой длины равно сопротивлению,

подключенному к его концу, т.е. этот отрезок является трансформатором с коэффициентом трансформации, равным единице. Такие отрезки получили название полуволновых трансформаторов, они применяются иногда при согласовании отдаленной от генератора нагрузки, когда требуется переместить сопротивление нагрузки ближе к генератору, в позицию, более удобную конструктивно для подключения согласующих элементов.

Пример 1.6. Генератор находится в фюзеляже самолета, а нагрузка – в крыле. Выход генератора располагается на расстоянии 3,2 м от нагрузки. Генератор работает на частоте 450 МГц. Рассчитать длину кабеля для того, чтобы выход генератора был нагружен на сопротивление, равное сопротивлению нагрузки. Фазовая скорость распространения сигнала по линии равна 85 % от скорости света.

Решение. Скорость света равна $3 \cdot 10^8$ м/с, тогда фазовая скорость в линии $V_{\phi} = 0,85 \cdot 3 \cdot 10^8 = 2,55 \cdot 10^8$ м/с, отсюда длина волны в линии равна

$$\lambda_g = \frac{V_{\phi}}{f} = \frac{2,55 \cdot 10^8}{450 \cdot 10^6} = 0,57 \text{ м},$$

а длина полуволнового трансформатора $\lambda_g/2 = 0,57/2 = 0,285$ м. Наше расстояние в 3,2 м включает в себя $3,2/0,285 = 11,3$ полуволновых отрезков. Значит, необходимо взять 12 полуволновых отрезков, т.е. дополнительно разместить $12 \cdot 0,285 - 3,2 = 0,22$ м кабеля. Если невозможно уложить кабель такой длины, то нужно изготовить специальный кабель длиной точно в 3,2 м с определенной фазовой скоростью и волновым сопротивлением или применить стандартный кабель длиной в 3,2 м, но с согласующими элементами.

Еще одно важное свойство полуволновых трансформаторов, особенно широко используемое в схемах питания антенных решеток, это дополнительный фазовый сдвиг на 180° . Если в основное уравнение отрезка без потерь (1.21) подставить $\beta l = \pi/2$ или $n\pi/2$, где n – нечетное целое число, то в уравнении слагаемым $Z_{\text{н}}/Z_{\text{в}}$ можно пренебречь, так

как функция $\operatorname{tg}(\beta l)$ стремится к бесконечности. Поэтому из уравнения следует, что

$$\frac{Z_{\text{вх}}}{Z_{\text{в}}} = \frac{Z_{\text{в}}}{Z_{\text{н}}},$$

откуда

$$Z_{\text{в}} = (Z_{\text{вх}} Z_{\text{н}})^{1/2}.$$

В соответствии с полученным уравнением два разных сопротивления — $Z_{\text{вх}}$ и $Z_{\text{н}}$ можно согласовать, если между ними включить четверть-волновый отрезок линии или отрезок с длиной, составляющей нечетное число четвертей длины волны с волновым сопротивлением $Z_{\text{в}}$, равным среднему геометрическому из согласуемых сопротивлений. На практике четвертьволновые трансформаторы применяют обычно для согласования чисто активных сопротивлений (можно и комплексных, если они комплексно сопряжены).

В микроэлектронике ограничение на использование четвертьволновых трансформаторов накладывает технология. Например, при больших волновых сопротивлениях микрополосковых линий (больше 120 Ом) и малых (меньше 20 Ом) затруднительно выполнить микрополосок, так как в первом случае ширина полоски недопустимо мала, во втором — недопустимо велика.

Пример 1.7. Согласовать нагрузку, имеющую сопротивление 20 Ом, с генератором, выходное сопротивление которого 100 Ом. Нагрузка расположена в 2 м от генератора, работающего на частоте 0,5 ГГц. Рассчитать четвертьволновый трансформатор на коаксиальной линии с фазовой скоростью распространения сигнала $2 \cdot 10^8$ м/с.

Решение.

$$\lambda_g = \frac{V_{\text{ф}}}{f} = \frac{2 \cdot 10^8}{500 \cdot 10^6} = 0,4 \text{ м, т.е. } \lambda_g/4 = 0,1 \text{ м.}$$

Определим волновое сопротивление трансформатора:

$$Z_{\text{в}} = (20 \cdot 100)^{1/2} \approx 45 \text{ Ом.}$$

Следовательно, длина трансформатора должна быть не $2 : 0,1 = 20$ четвертьволновых отрезков, а 21 (нечетное число) отрезков, т.е. общая длина кабеля с волновым сопротивлением 45 Ом должна

быть $0,1 \cdot 21 = 2,1$ м. Это не наилучшее решение, целесообразнее соединить генератор с нагрузкой стандартным (100 Ом) кабелем длиной в 2 м, а затем подключить отрезок кабеля в 0,1 м с волновым сопротивлением в 45 Ом. Дело в том, что полоса частот согласования существенно зависит от длины трансформатора. При одном и том же изменении частоты сдвиг по фазе в первом случае будет в двадцать раз превышать соответствующий сдвиг, вносимый одиночным четвертьволновым трансформатором.

В разд. 1.4 рассмотрены уравнения, позволяющие определять входное сопротивление таких отрезков, часто называемых *шлейфами*, а также зависимость входного сопротивления отрезка от длины волны. При длинах отрезка, меньших четверти длины волны, его входное сопротивление носит чисто индуктивный или чисто емкостной характер в зависимости от режима работы на конце линии (холостой ход или короткое замыкание).

Как показано выше, четвертьволновый отрезок линии позволяет осуществить инверсию сопротивления, а полуволновый – является трансформатором сопротивления с единичным коэффициентом трансформации.

Согласно уравнению (1.22), входное сопротивление короткозамкнутого отрезка линии без потерь равно

$$Z_{\text{вх, КЗ}} = Z_{\text{в}} \operatorname{tg}(j\beta l) = jZ_{\text{в}} \operatorname{tg}(\beta l),$$

где $\beta = 2\pi f / V_{\phi}$.

Результаты расчета входного сопротивления отрезка в зависимости от частоты приведены на рис. 1.13. Видно, что функция входного сопротивления является периодической, это обусловлено периодичностью тригонометрической функции тангенса в уравнении. На более низких частотах входное сопротивление имеет чисто индуктивный характер, причем его величина возрастает по мере приближения частоты к значению $V_{\phi}/4l$, где физическая длина отрезка равна четверти длины волны в линии. На этой частоте значение тангенса бесконечно велико, так как его аргумент равен $\pi/2$. Бесконечно большое реактивное сопротивление имеет также параллельный резонансный контур на частоте резонанса. Поэтому на данной частоте рассматриваемый отрезок линии по своим свойствам эквивалентен параллельному резонансному контуру на сосредоточенных реактивных элементах. При дальнейшем увеличении частоты входное сопротивление становится чисто емкост-

ным, так как значения тангенса отрицательны. Затем входное сопротивление изменяется от емкостного к индуктивному, проходя через нуль на частоте $f = V_{\phi}/2l$.

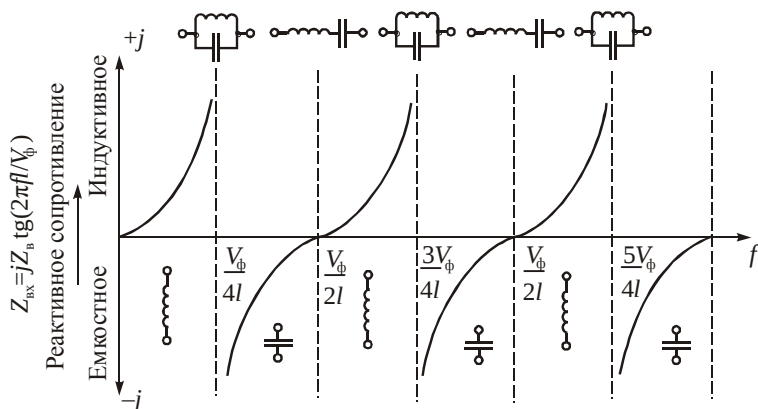


Рис. 1.13. Зависимость входного сопротивления короткозамкнутого отрезка линии от частоты

Аналогичное явление наблюдается в последовательном LC -контуре. При дальнейшем повышении частоты все процессы периодически повторяются. Видно, что для частот, на которых наблюдается последовательный резонанс, длина отрезка равна или кратна половине длины волны в линии. Рассматривая значение входного сопротивления вблизи нуля, отметим, что с изменением частоты оно меняется почти линейно, так как $\operatorname{tg} X \approx X$ при малых X . Поэтому короткозамкнутый или разомкнутый отрезок линии передачи в окрестностях этих точек в первом приближении может рассматриваться как сосредоточенная емкость или индуктивность, если его электрическая длина меняется в интервале $\pm\lambda/20$.

Короткозамкнутые и разомкнутые на концах шлейфы широко используются при построении согласующих схем, так как на них легко реализовать произвольные значения индуктивности и емкости. Важным достоинством шлейфов является технологическая возможность их перестройки. С помощью шлейфа можно согласовать нагрузку, имеющую комплексное сопротивление, с питающей линией или генератором. Такая схема согласования по сравнению с четвертьволновым трансформатором предпочтительнее, поскольку используется отрезок линии с тем же волновым сопротивлением, как и у согласуемой линии передачи.

Глава 2

СОГЛАСУЮЩИЕ ЦЕПИ НА СОСРЕДОТОЧЕННЫХ И РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Проблема согласования сопротивлений (импедансов) – одна из основных проблем, с которой сталкивается разработчик СВЧ-цепей. Любое рассогласование в СВЧ-цепи ведет к потерям энергии, пробоем или разрушению диэлектрического заполнения, так как в режиме стоячих волн, возникающих при рассогласовании, максимумы тока и напряжения могут в два раза превышать уровень токов и напряжений в согласованной цепи.

На низких частотах диапазона СВЧ (ниже 500 МГц) для согласования сопротивлений могут быть использованы цепи на сосредоточенных элементах. Расчет таких цепей с помощью диаграмм Вольперта (Смита) неудобен, этот метод наиболее эффективен при расчете цепей на элементах с распределенными параметрами.

Согласующие цепи на сосредоточенных элементах могут состоять из резистивных либо реактивных элементов или их сочетаний. Если согласующая цепь чисто резистивная, то согласование достигается за счет уменьшения мощности, поступающей от генератора в нагрузку; уменьшению мощности соответствует определенное затухание. На этом принципе и строятся аттенюаторы, вносящие заданное затухание и не нарушающие согласования.

2.1. РЕЗИСТИВНАЯ Г-ОБРАЗНАЯ СОГЛАСУЮЩАЯ ЦЕПЬ

Эта цепь является простейшей цепью согласования. Пусть требуется согласовать генератор с выходным волновым сопротивлением R_{01} и нагрузку – с волновым сопротивлением R_{02} (рис. 2.1).

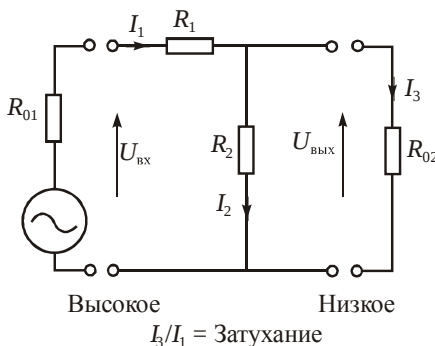


Рис. 2.1. Согласующая Г-образная резистивная цепь

Для согласования по входу должно быть равенство генератора с входным сопротивлением согласующей цепи

$$R_{01} = R_1 + \frac{R_2 R_{02}}{R_2 + R_{02}} = \frac{R_1 R_2 + R_1 R_{02} + R_2 R_{02}}{R_2 + R_{02}}.$$

Для согласования по выходу должно быть равенство нагрузки с выходным сопротивлением согласующей цепи

$$R_{02} = \frac{R_2 (R_1 + R_{01})}{R_1 + R_2 + R_{01}} = \frac{R_1 R_2 + R_2 R_{01}}{R_1 + R_2 + R_{01}}.$$

Следовательно, из первого и второго уравнений получаем

$$\begin{aligned} R_2 R_{01} + R_{01} R_{02} - R_1 R_2 - R_1 R_{02} - R_2 R_{02} &= 0, \\ -R_2 R_{01} + R_{01} R_{02} - R_1 R_2 + R_1 R_{02} + R_2 R_{02} &= 0, \end{aligned}$$

после их сложения имеем

$$R_{01} R_{02} = R_1 R_2.$$

Подставляя полученное равенство в первое уравнение, приходим к уравнению

$$R_2 (R_{01} - R_{02}) = R_1 R_{02} = R_{02}^2 \frac{R_{01}}{R_2}$$

или

$$R_1 = [R_{01} (R_{01} - R_{02})]^{1/2}; \quad (2.1)$$

$$R_2 = \left(\frac{R_{01} R_{02}^2}{R_{01} - R_{02}} \right)^{1/2}. \quad (2.2)$$

Если согласующая резистивная цепь, включенная между двумя разными волновыми сопротивлениями, рассчитана в соответствии с (2.1) и (2.2), то падающая волна проходит без отражений. Эта цепь вносит затухание, которое вычисляется по известным величинам токов $I_3/I_1 = \text{Затухание}$. Из уравнения Кирхгофа находим

$$I_1 = \frac{U_{\text{ВХ}}}{\frac{R_1 + R_2 R_{02}}{R_2 + R_{02}}}, \quad I_3 = \frac{U_{\text{ВЫХ}}}{\frac{R_2 R_{02}}{R_2 + R_{02}} + R_1}.$$

Тогда

$$\frac{U_{\text{ВЫХ}}}{U_{\text{ВХ}}} = \frac{R_{02} R_2}{(R_2 + R_{02}) R_1 + R_2 R_{02}}.$$

Следовательно,

$$\text{Затухание [дБ]} = -20 \lg \left[\frac{R_{02} R_2}{R_{02} (R_1 + R_2) + R_1 R_2} \right]. \quad (2.3)$$

Знак минус поставлен искусственно, он показывает затухание.

Пример 2.1. Рассчитать Г-образную резистивную согласующую цепь между двумя линиями с разными волновыми сопротивлениями в 75 и 50 Ом. Определить затухание, вносимое этой цепью.

Решение. Согласно (2.1) и (2.2) имеем

$$R_1 = [75(75 - 50)]^{1/2} = 43,3 \text{ Ом},$$

$$R_2 = \left(\frac{50^2 \cdot 75}{75 - 50} \right)^{1/2} = 86,6 \text{ Ом}.$$

В соответствии с (2.3) запишем

$$\text{Затухание} = -20 \lg \left[\frac{86,6 \cdot 50}{50(43,3 + 86,6) + 43,3 \cdot 86,6} \right] = -7,48 \text{ дБ}.$$

2.2. СОГЛАСУЮЩИЕ ЦЕПИ НА РЕАКТИВНЫХ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Рассмотрим Г-, Т- и П-образные согласующие цепи на сосредоточенных реактивных элементах. Их расчет основан на замене согласующей цепи некой эквивалентной схемой.

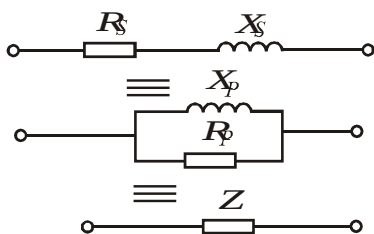


Рис. 2.2. Последовательная и параллельная LR-цепи

Для последовательной цепи

$$Z = R_S + jX_S,$$

т. е.

$$|Z| = (R_S^2 + X_S^2)^{1/2}.$$

Г-цепь состоит из последовательно соединенных активного R_S и реактивного X_S сопротивлений. Применяется она преимущественно для согласования «высокое – низкое», т.е. большего и меньшего сопротивлений. Эта цепь заменяется эквивалентной цепью, состоящей из параллельно включенного активного R_P и реактивного X_P сопротивлений (рис. 2.2).

Для параллельной цепи

$$Z = \frac{j(X_P R_P)}{R_P + jX_P},$$

т. е.

$$|Z| = \frac{X_P R_P}{(R_P^2 + X_P^2)^{1/2}}.$$

Приравняв эти два выражения для $|Z|$, получаем

$$\frac{X_P R_P}{(R_P^2 + X_P^2)^{1/2}} = (R_S^2 + X_S^2)^{1/2}. \quad (2.4)$$

С целью упрощения равенства введем для этих цепей понятие добротности:

$$Q = 2\pi f \left(\frac{\text{Энергия, запасенная в цепи}}{\text{Энергия, рассеиваемая в цепи за 1 с}} \right).$$

Тогда для последовательной LR -цепи

$$Q = \frac{X_S}{R_S}, \quad (2.5)$$

для параллельной

$$Q = \frac{R_P}{X_P}. \quad (2.6)$$

Подставляя (2.5) и (2.6) в (2.4), получаем

$$\frac{R_P}{R_S} = Q^2 + 1. \quad (2.7)$$

Из уравнения (2.7) следует, что два произвольных активных сопротивления R_P и R_S могут быть согласованы, если обеспечить требуемую добротность согласующей цепи.

Пример 2.2. Требуется при помощи Г-образной согласующей цепи генератор, имеющий выходное сопротивление 600 Ом, согласоваться нагрузкой в 50 Ом на частоте 1 ГГц (рис. 2.3).

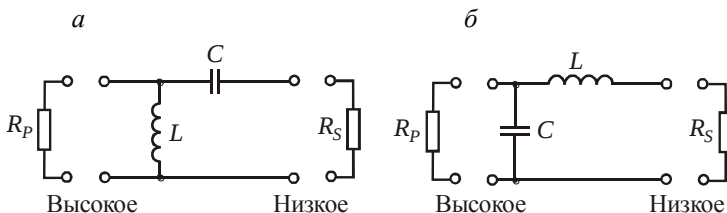


Рис. 2.3. Г-образные согласующие цепи:

a – содержащая параллельную индуктивность; *б* – содержащая параллельную емкость

Решение.

$$\frac{R_P}{R_S} - 1 = \frac{600}{50} - 1 = Q^2,$$

отсюда

$$Q = 11^{1/2} = 3,317.$$

Так как для последовательной цепи $R_S = 50$ Ом, из уравнения (2.5) определяем

$$X_S = QR_S = 50 \cdot 3,317 = 166 \text{ Ом},$$

а из уравнения (2.6)

$$X_P = \frac{R_P}{Q} = \frac{600}{3,317} = 181 \text{ Ом},$$

поскольку для параллельной цепи $R_P = 600$ Ом.

Выбор цепи (рис. 2.3, *a* или рис. 2.3, *б*) зависит от возможности технологической реализации рассчитанных величин элементов в микроисполнении. Цепь (*б*), содержащую параллельную емкость, обычно предпочитают в случае, когда требуется подавление в нагрузке гармоник входного сигнала. Цепь (*a*), содержащую парал-

тельную индуктивность, применяют, если необходимо исключить прохождение постоянной составляющей входного сигнала с целью подачи напряжения смещения на последующий активный элемент.

Для цепи с параллельной емкостью $X_L = X_S = 166 \text{ Ом}$, тогда

$$L = \frac{X_L}{2\pi f} = \frac{166}{2\pi \cdot 10^9} = 26,4 \text{ нГн},$$

аналогично $X_C = X_S = 181 \text{ Ом}$, поэтому

$$C = \frac{1}{2\pi f X_C} = \frac{1}{2\pi \cdot 10^9 \cdot 181} = 0,875 \text{ пФ}.$$

Для цепи с параллельной индуктивностью $X_C = X_S = 166 \text{ Ом}$, поэтому $C = 0,95 \text{ пФ}$, $X_L = X_P = 181 \text{ Ом}$, т.е. $L = 28,8 \text{ нГн}$.

В согласующих Г-цепях, состоящих из индуктивностей L и емкостей C , добротность Q зависит только от отношения входного и выходного сопротивлений, что является их недостатком, поскольку с помощью таких цепей можно согласовать сопротивления, величины которых заметно отличаются друг от друга. Целесообразно выбирать добротность в пределах 10...20. При более низких значениях Q слабо подавляются гармоники входного сигнала, а при более высоких – возрастают потери из-за возникновения резонанса. Если требуется слишком высокое Q , т.е. перепад согласуемых сопротивлений велик, используют каскадное соединение двух и более Г-образных секций с более низким значением добротности Q .

Т-цепь из реактивных элементов позволяет устранить некоторые недостатки Г-звена. Она применяется преимущественно для согласования цепей «низкое – высокое», т.е. меньшего и большего сопротивлений (рис. 2.4). Такая цепь разлагается на два Г-звена, нагруженных на эквивалентное активное сопротивление $R_{\text{экв}}$. Это значение $R_{\text{экв}}$ должно быть больше каждой из величин согласуемых сопротивлений R_1 и R_2 , так как в соответствии с уравнением (2.7) имеем

$$R_{\text{экв}}/R_{1,2} = Q_{1,2}^2 + 1.$$

Реактивное сопротивление X_3 образуется параллельным соединением X'_3 и X''_3 . При расчете схемы предполагается, что известны R_1 и R_2 , а Q_1 можно выбрать произвольно.

Для первого Г-звена находим

$$\frac{R_{\text{ЭКВ}}}{R_1} = Q_1^2 + 1, \quad (2.8)$$

где R_1 известно, а Q_1 можно выбрать произвольно, но с учетом того, что $R_{\text{ЭКВ}} = R_1(Q_1^2 + 1)$ должно получиться больше, чем R_1 и R_2 по отдельности.

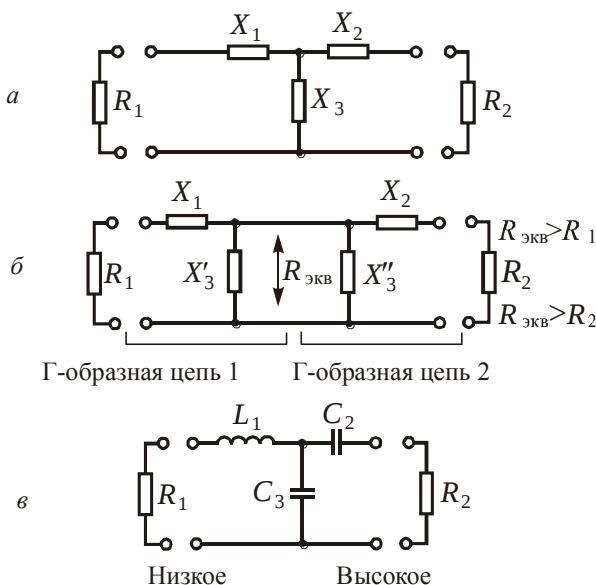


Рис. 2.4. Т-образная согласующая цепь:

а – эквивалентная схема; б – разбиение на Г-образные секции; в – конкретная реализация цепи

Из уравнений (2.5) и (2.6) определяем

$$X'_3 = \frac{R_{\text{ЭКВ}}}{Q_1}, \quad (2.9)$$

$$X_1 = R_1 Q_1. \quad (2.10)$$

Для второго Г-звена, используя уравнение (2.7), получим

$$\frac{R_{\text{экв}}}{R_2} = Q_2^2 + 1, \quad (2.11)$$

откуда аналогично предыдущему находим

$$X_3'' = \frac{R_{\text{экв}}}{Q_2}, \quad (2.12)$$

$$X_2 = R_2 Q_2. \quad (2.13)$$

Таким образом, для Т-образной цепи

$$X_3 = \frac{X_3' X_3''}{X_3' + X_3''}.$$

Пример 2.3. Рассчитать Т-образную согласующую цепь, используя данные предыдущего примера. Дано: $R_1 = 50 \text{ Ом}$; $R_2 = 600 \text{ Ом}$; $f = 500 \text{ МГц}$.

Решение. Для первой Г-цепи зададимся добротностью $Q_1 = 10$. Из уравнений (2.8) – (2.13) имеем

$$R_{\text{экв}} = 50(100 + 1) = 5050 \text{ Ом}.$$

Так как $R_{\text{экв}} > R_1$ и $R_{\text{экв}} > R_2$, менять Q_1 не будем, тогда

$$X_3' = \frac{5050}{10} = 505 \text{ Ом}, \quad X_1 = 50 \cdot 10 = 500 \text{ Ом}.$$

Определяем добротность для второй Г-цепи:

$$Q_2 = \left(\frac{5050}{600} - 1 \right)^{1/2} = 2,723,$$

тогда

$$X_3'' = \frac{5050}{2,723} = 1854 \text{ Ом}, \quad X_2 = 2,723 \cdot 600 = 1634 \text{ Ом},$$

$$X_3 = \frac{1854 \cdot 505}{1854 + 505} = 397 \text{ Ом}.$$

Вычисляем параметры цепи, приведенной на рис. 2.3:

$$L_1 = \frac{X_1}{2\pi f} = \frac{500}{6,28 \cdot 500 \cdot 10^6} = 159 \text{ нГн}, \quad C_3 = \frac{1}{2\pi f X_3} = 0,8 \text{ пФ},$$

$$C_2 = \frac{1}{2\pi f X_2} = 0,19 \text{ пФ}.$$

Π-цепь из реактивных элементов может применяться для согласования как «высокое – низкое», так и «низкое–высокое». Она рассчитывается аналогично представлением двух Г-образных звеньев, нагруженных на $R_{\text{экв}}$, причем $R_{\text{экв}}$ должно быть меньше каждой из величин согласуемых сопротивлений R_1 и R_2 (рис. 2.5).

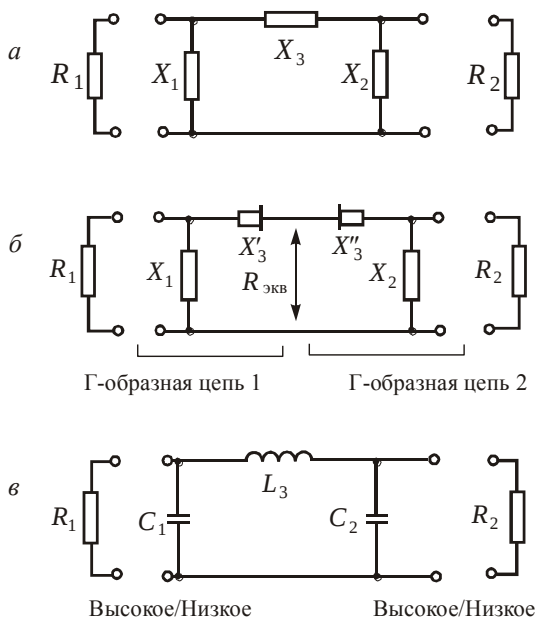


Рис. 2.5. Π-образная согласующая цепь:

а – эквивалентная схема; б – разбиение на Г-образные звенья; в – конкретная реализация цепи

Реактивное сопротивление X_3 , образуется последовательным соединением X'_3 и X''_3 . Для первого Г-звена (рис. 2.5, б) по известным R_1 и R_2 и выбранной нами добротности Q_1 находим

$$R_{\text{экв}} = \frac{R_1}{Q_1^2 + 1}. \quad (2.14)$$

Если $R_{\text{экв}}$, рассчитанное по (2.14), будет больше R_1 или R_2 , то необходимо увеличить Q_1 и вычислить новое значение $R_{\text{экв}}$. Из уравнений (2.5) и (2.6) определяем

$$X'_3 = R_{\text{экв}} Q_1, \quad (2.15)$$

$$X_1 = \frac{R_1}{Q_1}. \quad (2.16)$$

Для второго Г-звена из уравнения (2.7) следует

$$Q_2^2 = \frac{R_2}{R_{\text{экв}}} - 1. \quad (2.17)$$

С помощью уравнения (2.17) и уравнений (2.5) и (2.6) находим

$$X''_3 = R_{\text{экв}} Q_2, \quad (2.18)$$

$$X_2 = \frac{R_2}{Q_2}. \quad (2.19)$$

Для П-образной цепи определяем $X_3 = X''_3 + X'_3$.

Пример 2.4. Рассчитать П-образную согласующую цепь, используя данные предыдущих примеров, т.е. дано: $R_1 = 50 \text{ Ом}$; $R_2 = 600 \text{ Ом}$; $f = 500 \text{ МГц}$.

Решение. Выбираем $Q_1 = 10$. Используя уравнения (2.14) – (2.19), запишем

$$R_{\text{экв}} = \frac{50}{100 + 1} = 0,5 \text{ Ом},$$

т. е. $R_{\text{экв}} < R_1$ и $R_{\text{экв}} < R_2$, тогда

$$X'_3 = 0,5 \cdot 10 = 5 \text{ Ом}, \quad X_1 = \frac{50}{10} = 5 \text{ Ом}, \quad Q_2 = \left(\frac{600}{0,5} - 1 \right)^{1/2} = 35.$$

По аналогии

$$X''_3 = 0,5 \cdot 35 = 17 \text{ Ом}, \quad X_2 = \frac{600}{35} = 17 \text{ Ом}, \quad X_3 = 17 + 5 = 22 \text{ Ом}.$$

Выбрав реактивные элементы для П-образной цепи (рис. 2.5), определяем

$$C_1 = \frac{1}{2\pi f X_1} = \frac{1}{6,28 \cdot 500 \cdot 10^6 \cdot 5} = 63,7 \text{ пФ},$$

$$C_2 = \frac{1}{2\pi f X_2} = 18,7 \text{ пФ},$$

$$L_3 = \frac{X_3}{2\pi f} = \frac{22}{6,28 \cdot 500 \cdot 10^6} = 7 \text{ нГн}.$$

На отдельном примере рассмотрим согласование однокаскадного усилителя в случае, когда необходимо учитывать реактивную составляющую сопротивления источника сигнала и нагрузки.

Пример 2.5. Дан усилитель с выходной мощностью 4 Вт, работающий на частоте 300 МГц. Усилитель питается от источника +9 В, на его входе и выходе включены отрезки линии передачи с волновым сопротивлением 50 Ом. Входное сопротивление активного элемента усилителя на этой частоте равно $(1,5 + j1,2) \text{ Ом}$, емкость между коллектором и эмиттером $C_{\text{кэ}} = 60 \text{ пФ}$. Рассчитать согласующие цепи на входе и выходе усилителя (рис. 2.6).

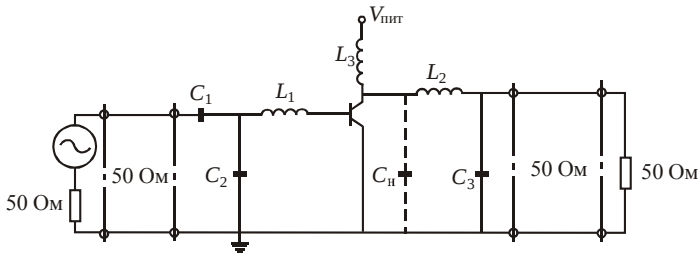


Рис. 2.6. Упрощенная схема высокочастотного усилителя

Решение. Зная выходную мощность усилителя и напряжение источника питания, можно приближенно рассчитать выходное сопротивление активного элемента усилителя:

$$R_{\text{вых т}} = \frac{U_{\text{пит}}^2}{2P_{\text{вых}}} = 10 \text{ Ом.}$$

На выходе включим Г-образное согласующее звено из L_2 и C_3 с добротностью, которую можно рассчитать, зная выходное сопротивление транзистора и сопротивление нагрузки:

$$Q = \left(\frac{50}{10} - 1 \right)^{1/2} = 2.$$

Поскольку $Q = X_S / R_S$ для последовательной части цепи и $Q = R_P / X_P$ для параллельной, находим

$$X_S = X_{L2} = 2 \cdot 10 = 20 \text{ Ом}, \quad X_P = X_{C3} = \frac{50}{2} = 25 \text{ Ом.}$$

Так как нагрузочная индуктивность L_3 и емкость коллектор – эмиттер C_{k-e} образуют резонансный выходной контур усилителя, имеем

$$X_{L3} = \frac{1}{2\pi f C_{k-e}} = \frac{1}{2\pi \cdot 300 \cdot 10^6 \cdot 60 \cdot 10^{-12}} = 8,8 \text{ Ом.}$$

Определяем параметры реактивных элементов на выходе усилителя:

$$L_2 = \frac{20}{2\pi \cdot 300 \cdot 10^6} = 10 \text{ нГн}, \quad L_3 = \frac{8,8}{2\pi \cdot 300 \cdot 10^6} = 4,6 \text{ нГн},$$

$$C_3 = \frac{1}{2\pi \cdot 300 \cdot 10^6 \cdot 25} = 21 \text{ пФ.}$$

Входная согласующая цепь должна согласовать линию с сопротивлением 50 Ом и комплексное входное сопротивление транзистора, активная часть которого равна 1,5 Ом, а реактивная – 1,2 Ом.

Сначала рассчитаем цепь без учета реактивной составляющей входного сопротивления транзистора. На входе включено Т-образное звено из C_1 , L_1 и C_2 . Выберем $Q = 10$, тогда

$$R_{\text{экв}} = 1,5(100 + 1) = 152 \text{ Ом}$$

(это значение нас удовлетворяет, так как оно больше каждого из согласующих сопротивлений):

$$X_{L1} = X_1 = 1,5 \cdot 10 = 15 \text{ Ом}, \quad X'_9 = \frac{152}{10} = 15,2 \text{ Ом},$$

$$Q_2 = \left(\frac{152}{50} - 1 \right)^{1/2} = 1,43, \quad X''_9 = \frac{152}{1,43} = 106,3 \text{ Ом},$$

$$X_{C1} = X_2 = 1,43 \cdot 50 = 70,5 \text{ Ом}.$$

Следовательно,

$$C_1 = \frac{1}{2\pi \cdot 300 \cdot 10^6 \cdot 71,5} = 7,4 \text{ пФ},$$

$$X_{C2} = \frac{X'_9 X''_9}{X'_9 + X''_9} = \frac{15,2 \cdot 106,3}{15,2 + 106,3} = 13,3 \text{ Ом},$$

тогда

$$C_2 = \frac{1}{2\pi \cdot 300 \cdot 10^6 \cdot 13,3} = 40 \text{ пФ}.$$

Откорректируем величину X_{L1} с учетом реактивной части входного сопротивления транзистора:

$$X'_{L1} = X_{L1} - 1,2 = 13,8 \text{ Ом},$$

т. е.

$$L_1 = \frac{13,8}{2\pi \cdot 300 \cdot 10^6} = 7,3 \text{ нГн}.$$

Если реактивная составляющая входного сопротивления транзистора емкостная, то ее значение необходимо отнять от значения X_{C2} , т. е. C_2 должно уменьшиться.

2.3. РАСЧЕТ АТТЕНЮАТОРОВ НА СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

С целью минимизации уровней отражений от нагрузок наряду с согласующими цепями иногда находят применение цепи, вносящие затухание сигналов и получившие название *аттенюаторов*. Эти цепи вносят затухание не только отраженных, но и падающих волн. Применение таких цепей необходимо и при измерениях, например, для калибровки измерительного тракта или обеспечения заданного уровня шумов и т.д.

Аттенюаторы не вносят фазовый сдвиг сигнала, поэтому коэффициент распространения в них будет действительной величиной. Вносимое ими затухание обычно измеряется в децибелах и равно:

по мощности –

$$10 \lg \frac{\text{Мощность на входе}}{\text{Мощность на выходе}}$$

или

по току и напряжению

$$20 \lg \frac{\text{Входной ток}}{\text{Выходной ток}}, \text{ т.е. } 20 \lg N \text{ [дБ]},$$

где $N = \exp$ (затухание в неперах) (см. разд. 1.2).

Расчет звена аттенюатора производится по аналогии с расчетом длинных линий с использованием эквивалентных схем, поскольку известны волновое сопротивление подводящих линий и величина требуемого затухания (см. разд. 1.3). Так как коэффициент фазы в аттенюаторах равен нулю ($\beta = 0$), используя уравнения из разд. 1.3 применительно к схеме, приведенной на рис. 2.7, получаем

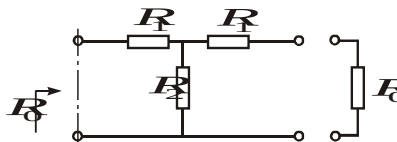


Рис. 2.7. Симметричное Т-образное звено аттенюатора

$$R_1 = R_0 \operatorname{th} \left(\alpha \frac{l}{2} \right) = R_0 \frac{\exp \left(\alpha \frac{l}{2} \right) - \exp \left(-\alpha \frac{l}{2} \right)}{\exp \left(\alpha \frac{l}{2} \right) + \exp \left(-\alpha \frac{l}{2} \right)} = R_0 \frac{\exp(\alpha l) - 1}{\exp(\alpha l) + 1}$$

или

$$R_1 = R_0 \frac{N-1}{N+1}, \quad (2.20)$$

где $N = \exp(\alpha l)$. Аналогично

$$R_2 = R_0 \frac{1}{\operatorname{sh}(\alpha l)} = \frac{2R_0}{\exp(\alpha l) - \exp(-\alpha l)} = \frac{2R_0 \exp(\alpha l)}{\exp(2\alpha l) - 1}$$

или

$$R_2 = R_0 \left(\frac{2N}{N^2 - 1} \right). \quad (2.21)$$

Если полученные экспериментальные характеристики аттенюатора, рассчитанного по данным уравнениям, отличаются от теоретических,

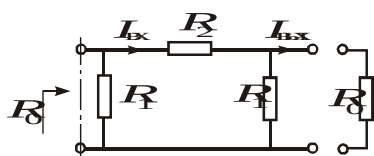


Рис. 2.8. П-образное звено аттенюатора

то целесообразно проверить результат расчета, обратившись к П-образной схеме аттенюатора, анализ которой проводится аналогично. Сравнивая эквивалентную П-образную цепь, описанную в разд.1.3, и цепь, изображенную на рис. 2.8, запишем

$$R_2 = R_0 \operatorname{sh}(\alpha l), \quad R_1 = R_0 \operatorname{cth} \left(\alpha \frac{l}{2} \right)$$

или

$$R_2 = R_0 \frac{\exp(\alpha l) - \exp(-\alpha l)}{2} = \frac{R_0}{2} \frac{\exp(2\alpha l) - 1}{\exp(\alpha l)} = R_0 \left(\frac{N^2 - 1}{2N} \right), \quad (2.22)$$

в свою очередь,

$$R_1 = R_0 \frac{\exp \left(\alpha \frac{l}{2} \right) + \exp \left(-\alpha \frac{l}{2} \right)}{\exp \left(\alpha \frac{l}{2} \right) - \exp \left(-\alpha \frac{l}{2} \right)} = R_0 \left(\frac{N+1}{N-1} \right). \quad (2.23)$$

Из сравнения уравнений (2.20) и (2.21) с (2.22) и (2.23) следует, что П- и Т-образные звенья аттенуаторов двойственны. Выбор Т- или П-звена зависит прежде всего от возможности технологической реализации элементов схемы аттенуатора. Аттенуаторы могут быть изготовлены по тонкопленочной технологии при конструктивном исполнении резисторов с очень малой индуктивностью. Все соединения между элементами имеют минимальную длину для устранения паразитных связей, так как они затрудняют создание аттенуаторов с большим затуханием. На практике большое затухание достигается последовательным соединением нескольких звеньев.

Поскольку номинальные значения резисторов в аттенуаторе могут отличаться от рассчитанных, следует оценить влияние этих отличий на его параметры, т.е. определить, как изменяются затухание и его входное сопротивление, если величины элементов отличаются от рассчитанных по уравнениям (2.20) – (2.23). Проанализируем Т-звено, обратясь к рис. 2.7:

$$R_0 = R_1 + \frac{R_2(R_1 + R_0)}{R_1 + R_2 + R_0}$$

или

$$R_0 R_1 + R_0^2 + R_0 R_2 = R_1^2 + R_1 R_0 + R_1 R_2 + R_1 R_2 + R_0 R_2,$$

отсюда

$$R_0 = \left(R_1^2 + 2R_1 R_2 \right)^{1/2}. \quad (2.24)$$

Определим затухание, вносимое Т-звеном, как функцию R_1 и R_2 :

$$\frac{I_{\text{ВХ}}}{I_{\text{ВЫХ}}} = \frac{R_2}{R_0 + R_1 + R_2}. \quad (2.25)$$

Подставляя (2.24) в (2.25), получаем

$$\frac{I_{\text{ВХ}}}{I_{\text{ВЫХ}}} = 1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{\left(R_1^2 + 2R_1 R_2 \right)^{1/2}}{R_2}. \quad (2.26)$$

Затухание в децибелах равно $20 \lg \left(\frac{I_{\text{ВХ}}}{I_{\text{ВЫХ}}} \right)$.

Пример 2.6. Рассчитать аттенуатор на симметричном Т-звене, состоящем из двух резисторов, включенном в разрыв линии с волновым сопротивлением 50 Ом и вносящем затухание 20 дБ.

Решение. Поскольку $20 \text{ дБ} = 20 \lg N$, то $N = 10^{20/20} = 10$. Тогда из уравнений (2.20) и (2.21) находим

$$R_1 = 50 \frac{10-1}{10+1} \approx 41 \text{ Ом}, \quad R_2 = 50 \left(\frac{2 \cdot 10}{100-1} \right) \approx 10,1 \text{ Ом}.$$

Пример 2.7. Для Т-звена аттенуатора величины R_1 и R_2 , рассчитанные по (2.20) и (2.21), имеют следующие номиналы: $R_1 = 41 \text{ Ом}$, $R_2 = 10,1 \text{ Ом}$. Технологически удастся получить $R_1 = 47 \text{ Ом}$, а $R_2 = 10 \text{ Ом}$. Оценить входное сопротивление и затухание аттенуатора на полученных резисторах.

Решение. Из (2.24) находим $R_0 = (47^2 + 2 \cdot 47 \cdot 10)^{1/2} = 56 \text{ Ом}$. Согласно уравнению (2.26) затухание равно

$$20 \lg \left(1 + \frac{47}{10} + \frac{56}{10} \right) = 21,1 \text{ дБ}.$$

Отсюда следует, что использование полученных резисторов приводит к изменению входного сопротивления на 12 %, а затухание изменяется на 6 %.

2.4. СОГЛАСОВАНИЕ ПРИ ПОМОЩИ ШЛЕЙФОВ

Согласование сопротивлений (импедансов) отрезками линии, короткозамкнутыми или разомкнутыми на концах, есть согласование цепей с распределенными параметрами (рис. 2.9). Одиночный шлейф подключается на расстоянии l от нагрузки параллельно основной линии передачи. Весь расчет удобнее вести в проводимостях. Как было рассмотрено в разд. 1.4, согласование обеспечивается, если шлейф подключить на таком расстоянии l от нагрузки, где нормированная входная проводимость линии будет равна нормированной проводимости нагрузки, т.е. нагрузка трансформируется в точку подключения шлейфа. Нормированная входная проводимость линии в точке подключения шлейфа будет равна

$$Y'_{\text{вх}} = 1 \pm jB'. \quad (2.27)$$

Проводимость шлейфа подбирается из условия компенсации реактивной составляющей $\pm jB'$ проводимости $Y'_{\text{ВХ}}$, что достигается подбором длины l_1 шлейфа. Расчет длин L и L_1 , согласно основному уравнению (1.33) для отрезков линии, можно производить аналитически, но более удобно их значения определять графически при помощи диаграммы Вольперта (Смита). Это наиболее гибкая и общая диаграмма, используемая до настоящего времени при анализе согласования [5].

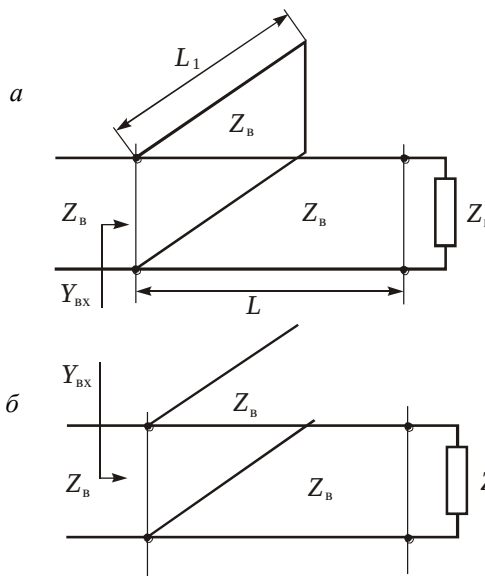


Рис. 2.9. Согласование сопротивлений с помощью одиночных короткозамкнутого (а) и разомкнутого (б) шлейфов

Пример 2.8. Знакомство с диаграммой Вольперта (Смита) (рис. 2.10). Пусть волновое сопротивление линии равно 50 Ом. Нанести на диаграмму точки, соответствующие следующим величинам:

- 1) $Z = 15 + j25$ Ом;
- 2) комплексно-сопряженным Z и $\bar{Z}$;
- 3) полной проводимости $Y = 1/Z$;
- 4) полной проводимости, связанной с $\bar{Z}$.

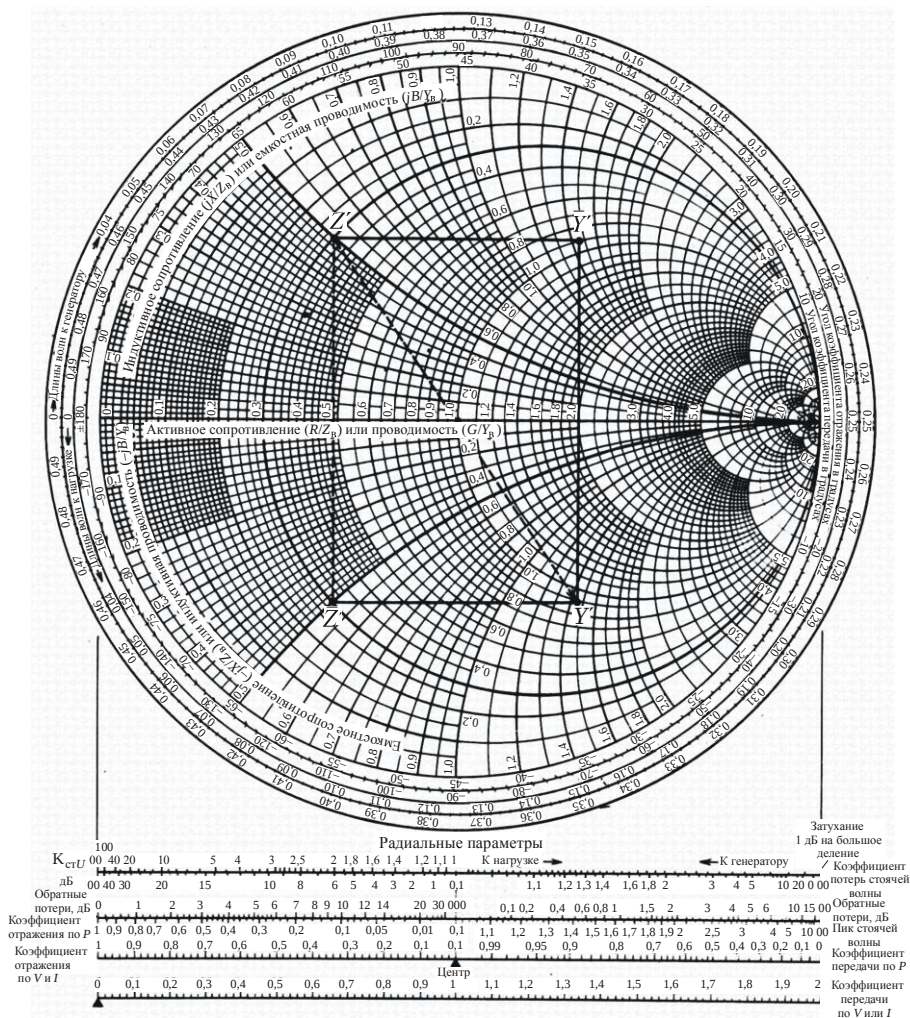


Рис. 2.10. Диаграмма Вольперта (Смита) в сопротивлениях

Решение.

1. Начинаем с нормирования сопротивления к волновому сопротивлению линии

$$Z' = \frac{15 + j25}{50} = 0,3 + j0,5.$$

На диаграмме, приведенной на рис. 2.10, точка, соответствующая этому нормированному полному сопротивлению, лежит на пересечении круга, где активная часть сопротивления $R' = 0,3$, с полу-кругом реактивной части сопротивления $X' = 0,5$ (точка Z').

2. Величина $\bar{Z}$ – комплексно-сопряженная с Z , она равна $\bar{Z} = 15 - j25$, т.е. нормированная величина $\bar{Z}' = 0,3 - j0,5$, ей соответствует точка, лежащая на пересечении кругов радиуса $R' = 0,3$ и $\bar{X}' = -0,5$. Эту точку можно построить чисто геометрически, опустив перпендикуляр вниз на такое же расстояние от горизонтальной оси диаграммы.

3. Проводимость равна

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{15 + j25} = \frac{15 - j25}{15^2 + 25^2} = (17 - j29,4) \text{ мСм.}$$

Нормируем к волновой проводимости линии

$$Y_B = \frac{1}{Z_B},$$

т. е.

$$Y' = Y/Y_B = YZ_B.$$

Следовательно,

$$Y' = 50(17,7 - j29,4) = (0,885 - j1,47) \text{ См}$$

(нужно отделить три знака, так как величина Y дана в миллиси-менсах).

На диаграмме, приведенной на рис. 2.10, находим эту точку. Она лежит на линии, проходящей через точку Z' и центр диаграммы (точка $U = 0$ и $V = 0$), т.е. простое геометрическое построение позволяет найти точку Y' .

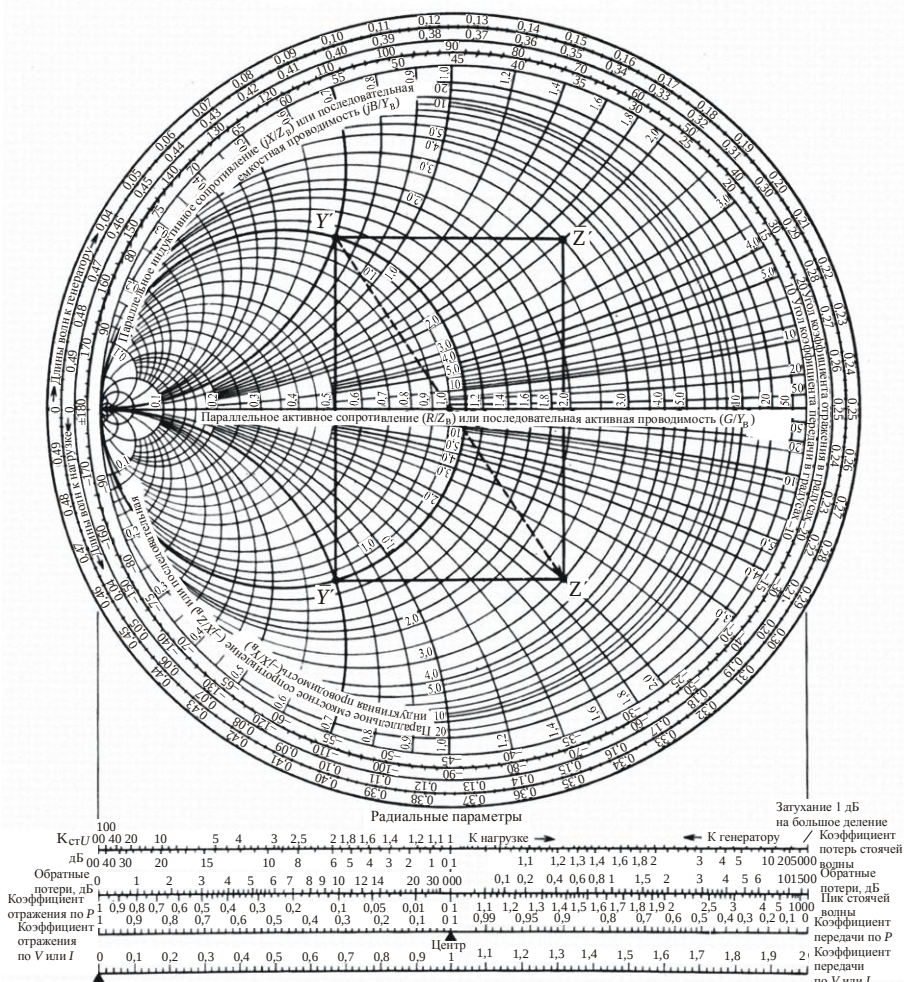


Рис. 2.11. Диаграмма Вольперта (Смита) в проводимостях

4. Наконец, нанесем на диаграмму точку $\bar{Y}'$, проведя из Y' перпендикуляр вверх на такое же расстояние от горизонтальной оси.

Как видим из рисунка, все величины Z' , $\bar{Z}'$, Y' и $\bar{Y}'$ попали в вершины прямоугольника. Так будет всегда, если комплексные числа нормируются к одной и той же величине. Размеры сторон прямоугольника зависят от соотношения между нормируемым и нормировочным числами.

Переход от сопротивлений к проводимостям соответствует повороту диаграммы на 180° , что эквивалентно смещению вдоль линии на четверть длины волны (рис. 2.11).

Пример 2.9. Линия передачи с волновым сопротивлением 100 Ом нагружена на сопротивление $(200 - j100)$ Ом. Длина линии на рабочей частоте равна 0,2 от длины волны в линии. Определить входное сопротивление этого отрезка линии, полагая, что затуханием в нем можно пренебречь.

Решение.

1. Нормируем сопротивление нагрузки к волновому сопротивлению линии

$$Z'_n = \frac{200 - j100}{100} = 2 - j1.$$

На диаграмме, приведенной на рис. 2.12, этому сопротивлению соответствует точка A .

2. Из центра диаграммы через точку A проводим прямую линию до пересечения с внешней окружностью (точка B). На пересечении отсчитываем величину $0,287\lambda_g$. Так как нас интересует трансформация сопротивления нагрузки вдоль линии в направлении к генератору, смещаться нужно от нагрузки в сторону генератора, т.е. отсчет следует вести по внешней шкале по направлению к генератору.

2. Поскольку затухание в линии отсутствует, в любом ее сечении значения $K_{стU}$ одинаковы. Поэтому при определении входного сопротивления отрезка линии необходимо двигаться из точки A по часовой стрелке (к генератору) вдоль окружности с центром в центре диаграммы и проходящей через точку A . Угол поворота равен электрической длине отрезка на внешней шкале, т.е. $0,2\lambda_g$, так как перемещение происходит из точки B в точку C с координатой $(0,287+0,2)\lambda_g = 0,487\lambda_g$.

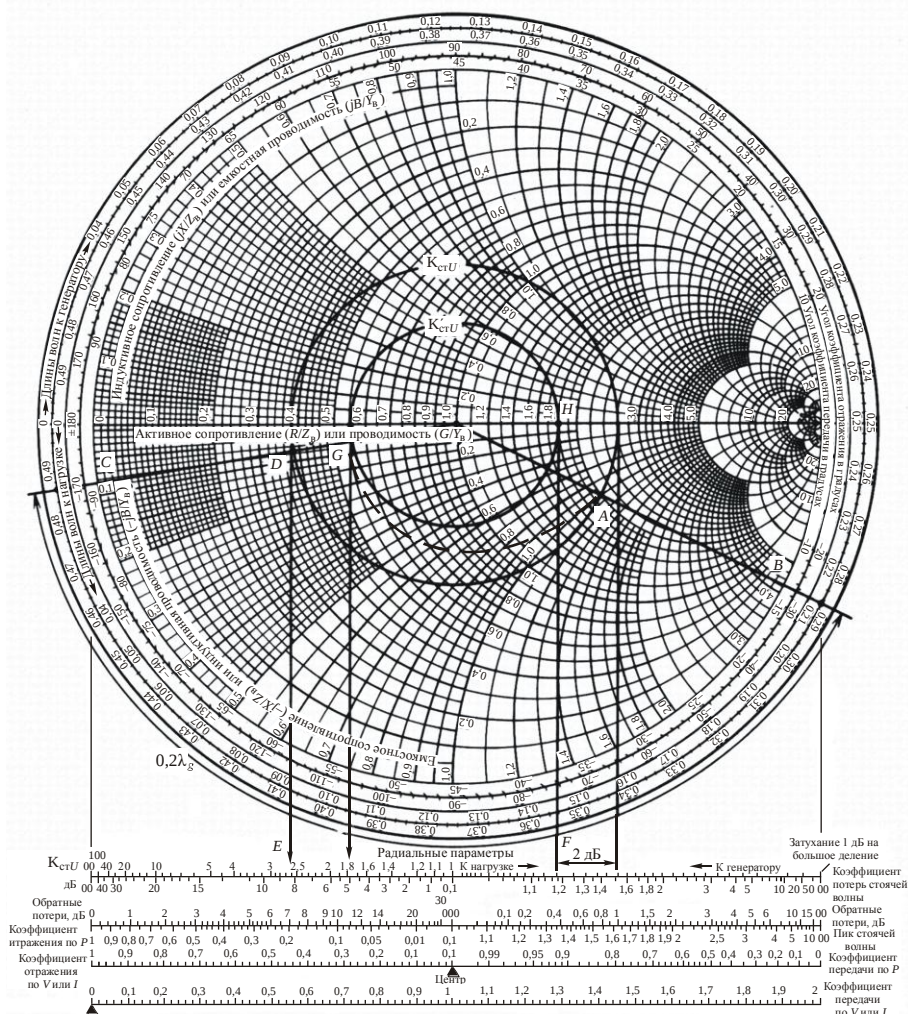


Рис. 2.12. Диаграмма Вольперта (Смита) к примеру 2.9

4. Искомая величина нормированного входного сопротивления лежит на пересечении прямой, проходящей через точку C и центр диаграммы с проведенной ранее окружностью постоянного коэффициента $K_{стU}$ (точка D). Отсчитывая значение нормированного сопротивления в точке D , получим $(0,39 - j0,07)$ Ом или после денормирования $(39 - j7)$ Ом.

5. Величина $K_{стU}$ на отрезке линии с заданной нагрузкой определяется радиусом окружности, проходящей через точку A . Для нахождения численного значения $K_{стU}$ из лежащей слева точки пересечения окружности с горизонтальной осью диаграммы опускаем вниз перпендикуляр до пересечения с первой шкалой внизу диаграммы (точка E). По этой шкале находим $K_{стU} = 2,6$ или по второй шкале – $8,3$ дБ. Значение $K_{стU}$ совпадает со значением нормированного активного сопротивления в том сечении линии, где расположен узел, т.е. величину $K_{стU}$ можно определить и на круговой диаграмме в правой части от центра в точке пересечения окружности, проходящей через точку A , с горизонтальной осью диаграммы.

Всегда нужно следить за направлением, по которому происходит трансформация сопротивления, и в зависимости от этого двигаться либо к генератору (по часовой), либо к нагрузке (против часовой стрелки).

6. При помощи диаграммы можно учесть потери в линии, для чего введем в наш пример затухание, которое составляет 10 дБ в отрезке линии, равном длине волны, т. е. на отрезке длиной $0,2\lambda_g$ затухание $0,2 \dots 10 = 2$ дБ. Другими словами, падающая волна затухает на 2 дБ, пока доходит до нагрузки, и на тех же 2 дБ, пока доходит от нагрузки до входа отрезка линии. В результате модуль коэффициента отражения уменьшится на 4 дБ. На левой нижней половине шкалы отмечаем «обратные потери» от точки E до точки F , равные 4 дБ, и восстанавливаем из нее перпендикуляр до пересечения с горизонтальной осью диаграммы.

7. Через полученную точку проводим окружность с центром, находящимся в центре диаграммы. Определяем $K'_{стU}$ линии с потерями $K'_{стU} = 1,8$ (5,1 дБ).

8. Находим точку пересечения ранее построенной прямой «входного сопротивления» с новой окружностью $K'_{стU}$ (точка G). Считываем нормированное значение входного сопротивления ли-

нии с потерями: $0,6 - j0,05$ или после денормирования $(60 - j5)$ Ом. Штриховой линией показан путь из точки A в точку G . Другими словами, если линия без потерь, то мы двигаемся по окружности с постоянным $K_{стU}$, если линия с потерями, то по спирали. Шаг спирали зависит от положения стартовой точки на диаграмме и величины затухания на единицу длины волны в линии.

Пример 2.10. Согласовать нагрузку, имеющую сопротивление $(75 - j125)$ Ом, с 50-омной линией, полагая потери в линии минимальными. Расчет произвести для частоты 10 ГГц при условии, что в линии $V_\phi = 3 \cdot 10^8$ м/с. Схему согласования построить с использованием одиночного параллельно включенного короткозамкнутого шлейфа.

Решение.

1. Определяем нормированное к волновому сопротивлению линии сопротивление нагрузки

$$Z'_H = \frac{75 - j125}{50} = 1,5 - j2,5.$$

Этому сопротивлению на диаграмме, приведенной на рис. 2.13, соответствует точка A .

2. Через точку A с центром в центре диаграммы проводим окружность постоянного $K_{стU} = 5,0$.

3. Определяем проводимость нагрузки, для чего проводим прямую из центра диаграммы через точку A . Эта прямая пересекает окружность постоянного $K_{стU} = 5,0$ в точке B , соответствующей проводимости нагрузки, абсолютное значение которой равно

$$\frac{(0,2 + j0,3)10^3}{50} = (4 + j6) \text{ мСм.}$$

4. Прямая из центра диаграммы, проходящая через точку B , пересекает шкалу «Длины волн к генератору» в точке C , которой соответствует значение $0,048\lambda_g$.

5. Наносим на диаграмму точку D , лежащую на пересечении окружности постоянного $K_{стU} = 5$ и окружности, где активная часть проводимости равна 1.

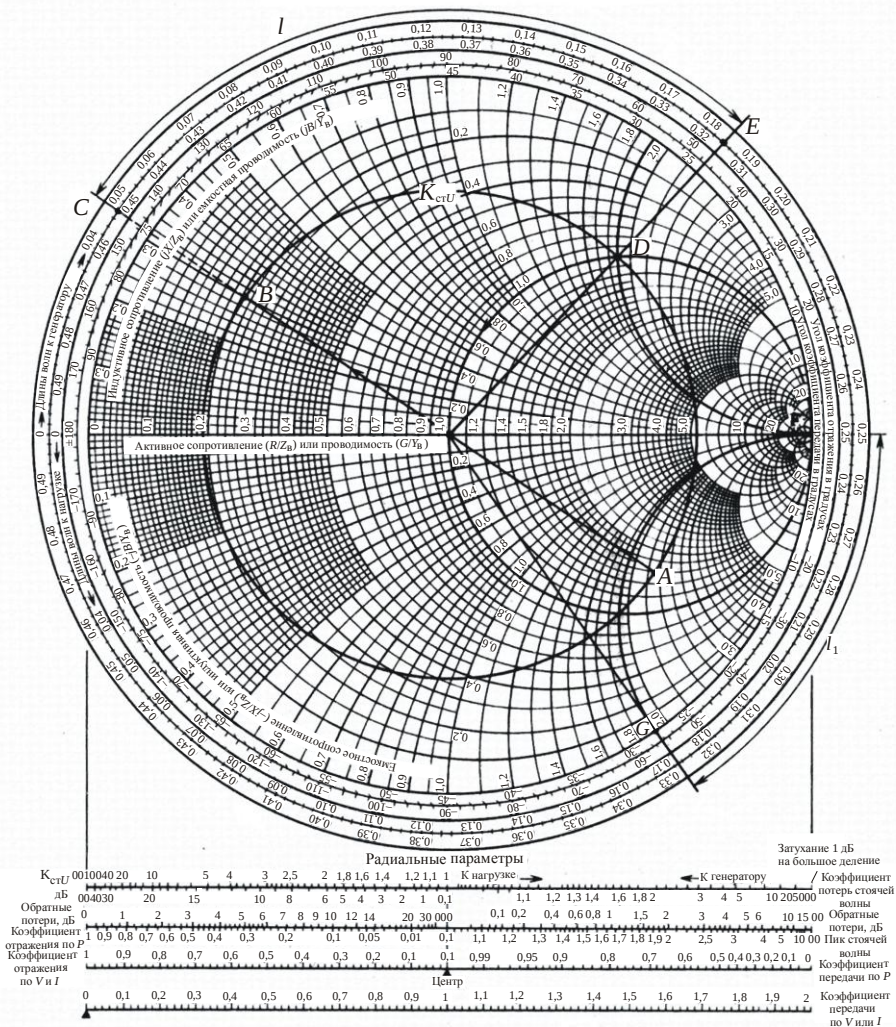


Рис. 2.13. Диаграмма Вольперта (Смита) к примеру 2.10

6. Проводим через точку D и центр диаграммы прямую, пересекающую шкалу «Длины волн к генератору» в точке E , которой соответствует значение $0,185 \lambda_g$.

7. Определяем расстояние l от нагрузки до места подключения шлейфа:

$$l = (0,85 - 0,048) \lambda_g = 0,137 \lambda_g.$$

Это первая часть расчета. Затем определяем длину l_1 шлейфа, который должен скомпенсировать реактивную составляющую нашей входной проводимости в точке D на диаграмме, т. е. $Y'_{\text{вх}} = (1 + j1,9)$. Длина шлейфа выбирается так, чтобы его нормированная входная проводимость была $-j1,9$. (При этом подключение шлейфа переведет точку D в центр диаграммы, где $Y'_{\text{вх}} = 1$.)

8. Поскольку шлейф короткозамкнут, короткому замыканию на конце шлейфа соответствует точка F , на диаграмме (рис. 2.13), а прямая, проведенная из центра диаграммы через точку F , пересекает шкалу «Длины волн к генератору» в точке, значение которой $0,25 \lambda_g$.

Передвигаемся от точки F по внешней окружности, где $K_{\text{ст}U} = \infty$, в сторону генератора до тех пор, пока нормированная входная проводимость шлейфа не достигнет значения $-j1,9$ (точка G). Прямая из центра диаграммы, проходящая через точку G , пересекает шкалу «Длины волн к генератору» в точке со значением $0,327 \lambda_g$. Следовательно, длина шлейфа равна

$$l_1 = (0,327 - 0,25) \lambda_g = 0,077 \lambda_g.$$

9. Определяем физические параметры l и l_1 с волновым сопротивлением 50 Ом. Так как

$$\lambda_g = \frac{V_{\phi}}{f} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{10^{10}} = 3 \text{ см},$$

$$l = 0,137 \cdot 3 = 0,4 \text{ см}, \quad l_1 = 0,077 \cdot 3 = 0,23 \text{ см}.$$

Пример 2.11. Поскольку выполнить короткое замыкание шлейфа технологически затруднительно, более широко применяются разомкнутые на конце шлейфы. Рассчитать длину разомкнутого шлейфа и место его подключения, используя данные, приведенные в предыдущем примере (рис. 2.14).

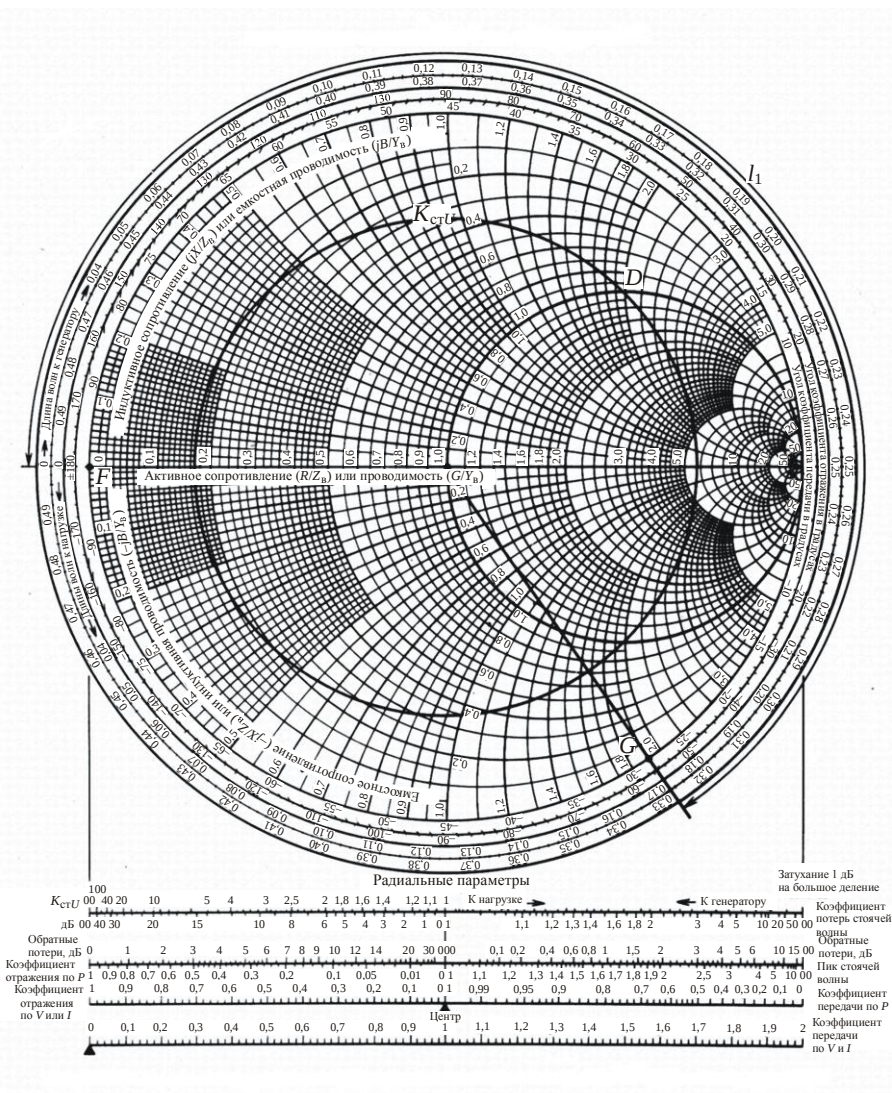


Рис. 2.14. Диаграмма Вольперта (Смита) к примеру 2.11

Решение. До п. 8 весь расчет повторяется, как и в предыдущем примере. На круговой диаграмме полных проводимостей (см. рис. 2.14) точка F соответствует нулевой проводимости подключенного к концу линии разомкнутого шлейфа. Прямая из центра, проходящая через точку F , пересекает шкалу «Длины волн к генератору» в точке со значением 0. Затем, как и в предыдущем примере, от точки F по окружности постоянного $K_{стU} = \infty$ передвигаемся в сторону генератора до тех пор, пока нормированная входная проводимость шлейфа не достигнет значения $-j1,9$ (точка G). Прямая линия из центра диаграммы через эту точку пересекает шкалу «Длины волн к генератору» в точке со значением $0,327\lambda_g$. Поэтому длина шлейфа будет

$$l_1 = (0,327 - 0)\lambda_g = 0,327\lambda_g,$$

т.е. на частоте $f = 10$ ГГц физическая длина разомкнутого шлейфа $l_1 = 0,327 \cdot 3 = 0,98$ см.

Глава 3

АНАЛИЗ КАСКАДНО-СОЕДИНЕННЫХ СВЧ-ЦЕПЕЙ

На практике СВЧ-цепи состоят из отрезков линий передачи и элементов с сосредоточенными или распределенными параметрами, соединенных каскадно. Обычно анализ таких цепей сводится к построению зависимости $K_{с\tau U}$ от частоты, что в свою очередь требует определения частотной зависимости входного сопротивления всей цепи. Для сравнительно простых схем расчет выполняют путем последовательного пересчета входного сопротивления от каскада к каскаду, начиная расчет от дальнего к генератору каскада, соединенного с нагрузкой. Его входное сопротивление считается сопротивлением нагрузки для предыдущего каскада и т. д. Существуют автоматизированные программы таких расчетов. При анализе цепей из большого числа элементов или оптимизации схемы, когда необходимо провести расчет много раз, применяют матричный анализ на основе матрицы $ABCD$, называемой в литературе классической матрицей передачи. Такой расчет требует гораздо меньше машинного времени, чем покаскадный расчет.

Любой элемент цепи можно рассматривать как четырехполосник (рис. 3.1). У четырехполосника входной ток и входное напряжение можно выразить через выходные ток и напряжение:



Рис. 3.1. Схема четырехполосника

$$U_1 = AU_2 - BI_2,$$

$$I_1 = CU_2 - DI_2.$$

Запись в матричной форме будет иметь вид

$$\begin{vmatrix} U_1 \\ I_1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} U_2 \\ -I_2 \end{vmatrix}.$$

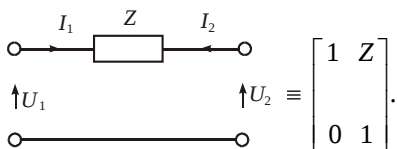
Нужно учитывать, что в качестве положительного направления для I_2 выбран путь к четырехполюснику. Линейная связь между этими четырьмя величинами дает шесть пар линейных соотношений, и каждому варианту соответствует своя матрица. Это матрица сопротивлений Z , матрица проводимостей Y , $ABCD$ -матрица, матрица B в системе β -параметров, обратная $ABCD$ -матрица, гибридная матрица H в системе h -параметров, гибридная G -матрица в системе g -параметров, обратная матрице H . Каждая из этих матриц может быть преобразована одна в другую.

Кроме указанных матриц для описания четырехполюсника используют матрицу второго порядка, называемую матрицей рассеяния или S -матрицей. При составлении автоматизированных программ анализа СВЧ-цепей наиболее удобно использовать $ABCD$ -матрицу, так как программа получается значительно проще. Если два элемента цепи соединены каскадно, то их соединение можно представить эквивалентным четырехполюсником, описываемым результирующей $ABCD$ -матрицей, полученной из обычного перемножения двух матриц элементов:

$$\begin{aligned} A &= A_1 A_2 + B_1 C_2, & B &= A_1 B_2 + B_1 D_2, \\ C &= A_2 C_1 + C_2 D_1, & D &= B_2 C_1 + D_1 D_2. \end{aligned}$$

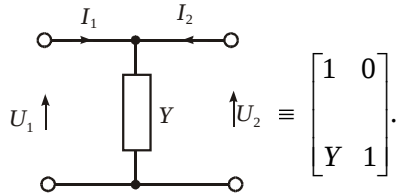
3.1. МАТРИЧНОЕ ОПИСАНИЕ ПРОСТЕЙШИХ ЦЕПЕЙ

1. Четырехполюсник состоит из последовательно включенного в линию сосредоточенного сопротивления:



Так как $U_1 = U_2 + I_2 Z$, $I_1 = -I_2$, отсюда $A=1, B=Z, C=0, D=1$.

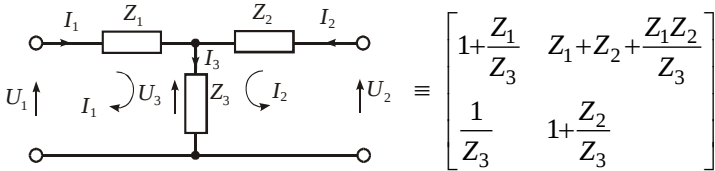
2. Четырехполюсник состоит из параллельно включенной в линию сосредоточенной проводимости:



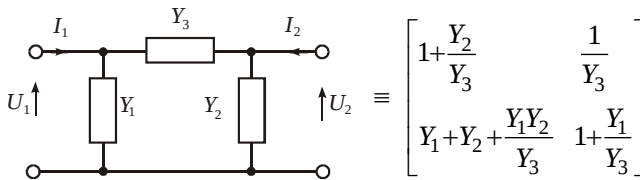
Так как $U_1 = U_2$, $I_1 + I_2 = YU_1 = YU_2$ или $I_1 = YU_2 - I_2$, поэтому $A = 1$; $B = 0$; $C = Y$; $D = 1$.

Эту матрицу можно получить из предыдущей путем транспонирования и замены Z на Y .

3. Несимметричный Т-образный четырехполюсник

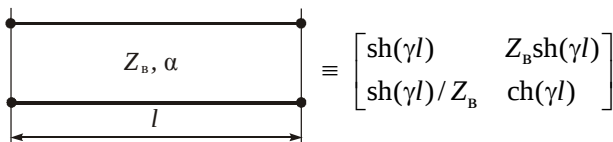


4. Несимметричный П-образный четырехполюсник



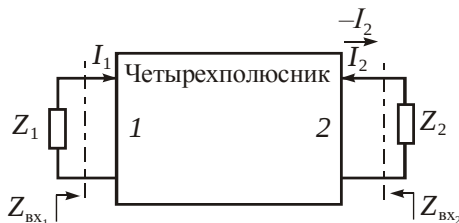
Результат можно получить сразу, транспонируя предыдущую матрицу.

5. Отрезок линии передачи



Численные значения элементов матриц $ABCD$, приведенных выше, зависят от частоты, кроме случая, когда четырехполосник состоит из одних резисторов. Элементы матриц A и D равны, если четырехполосник симметричен. Если $AD - BC = 1$, то четырехполосник взаимен, а цепь, которую он описывает, имеет неизменяющиеся электрические характеристики при изменении направления передачи энергии через них.

Имея матрицу, легко определить входное и выходное сопротивления четырехполосника с генератором на входе и нагрузкой на выходе.



Входное сопротивление

$$Z_{\text{вх}} = \frac{AZ_2 + B}{CZ_2 + D}. \quad (3.1)$$

Выходное сопротивление

$$Z_{\text{вых}} = \frac{DZ_1 + B}{CZ_1 + A}. \quad (3.2)$$

При расчете фильтрующих пассивных цепей необходимо вычислять коэффициент передачи цепи по напряжению, который легко определяется с помощью матрицы:

$$\frac{U_2}{U_{\text{ген}}} = \frac{Z_2}{AZ_2 + B + CR_1 Z_2 + DR_1}. \quad (3.3)$$

В общем случае элементы $ABCD$ -матрицы четырехполосника комплексные. Потери, вносимые цепью, будут равны отношению мощностей P_1/P_2 , где P_1 – мощность, поступающая на вход цепи, а P_2 – мощность, передаваемая в нагрузку. Если затухание пассивного четырехполосника обозначим через L , то

$$L = 10 \lg \left(\frac{P_1}{P_2} \right) = 10 \lg \left(\left| \frac{U_{\text{ген}}}{U_2} \right|^2 \frac{|Z_2|}{4R_1} \right). \quad (3.4)$$

Формулы (3.1) – (3.4) позволяют выполнить полный анализ цепи. Эффективность такого метода анализа особенно заметна при составлении программ для цепей, содержащих большое количество элементов.

3.2. МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ

Измерение напряжения и тока на частотах ниже 500 МГц не представляет особого труда, поэтому любая из шести матриц может описывать элемент цепи. На более высоких частотах, когда параметры элементов схем определяются экспериментально, удобнее использовать матрицу рассеяния. Экспериментальное определение параметров на высоких частотах необходимо прежде всего из-за наличия паразитных связей, присутствия неоднородностей в линиях передачи и т.п. Традиционные методы измерения напряжения и тока на высоких частотах невозможны из-за отсутствия измерительного оборудования. Экспериментальное определение элементов $ABCD$ -матрицы требует калиброванных отрезков, прецизионных короткозамыкателей, согласованных нагрузок и т.д. Кроме того, на высокой частоте проявляются поверхностные эффекты, краевые емкости, а подключение пассивной цепи к активному элементу может вызвать паразитную генерацию, что делает измерения невозможными. Поэтому на высоких частотах при описании элементов цепи предпочтение отдают не напряжениям и токам, а падающим и отраженным волнам, что естественно приводит к матрице рассеяния или S -матрице.

Рассмотрим взаимодействие двухполюсника и генератора (рис. 3.2). Генератор, согласованный с линией, будет создавать в ней падающую волну. Часть энергии поглотится двухполюсником, а оставшаяся часть отразится обратно в линию, а поскольку она согласована с генератором, рассеивается в генераторе. Нормированные амплитуды падающей и отраженной волн будут

$$a_1 = \frac{U_{\text{пад}}}{\sqrt{Z_{\text{в}}}}, \quad b_1 = \frac{U_{\text{отр}}}{\sqrt{Z_{\text{в}}}}.$$

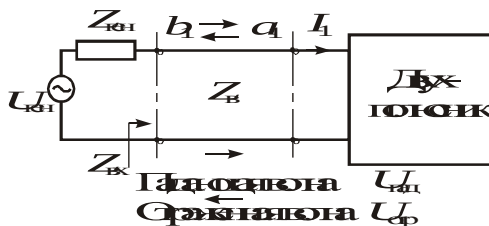


Рис. 3.2. Двухполюсник с генератором

Мощность, переносимая падающей волной, равна $|U_{\text{пад}}|^2 / Z_{\text{в}}$.

Мощность, переносимая отраженной волной, равна $|U_{\text{отр}}|^2 / Z_{\text{в}}$.

Коэффициент отражения на входе двухполюсника есть отношение отраженной и падающей волн:

$$\Gamma_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{отр}}}{U_{\text{пад}}} = \frac{b_1}{a_1} = S_{11},$$

где S_{11} – единственный параметр матрицы двухполюсника.

Рассмотрим взаимодействие четырехполюсника с генератором (рис. 3.3). Все волны, сходящиеся к четырехполюснику, считаются падающими, а расходящиеся от него, – отраженными. Пронормируем амплитуды падающей и отраженной волн в линии 2 (аналогично линии 1):

$$a_2 = \frac{U_{\text{пад } 2}}{\sqrt{Z_{\text{в } 2}}}, \quad b_2 = \frac{U_{\text{отр } 2}}{\sqrt{Z_{\text{в } 2}}}.$$

Соотношения между амплитудами отраженных и падающих волн на входах четырехполюсника имеют вид

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

или в матричной форме

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}.$$

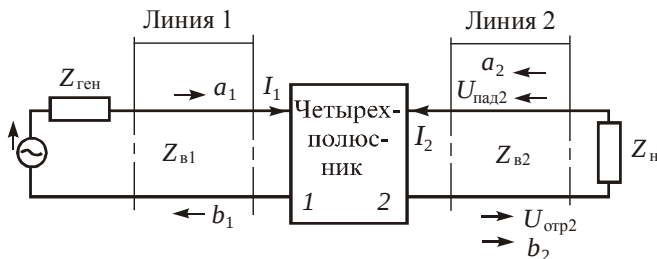


Рис. 3.3. Четырехполосник с генератором и нагрузкой

Чтобы найти коэффициент отражения от первого входа S_{11} , подключим ко второму входу согласованную нагрузку, т.е. $a_2 = 0$. Имеем

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{22}0,$$

тогда

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{\text{при } a_2 = 0}. \quad (3.5)$$

При этом же условии из второго уравнения найдем S_{21} – коэффициент передачи из первого плеча во второе:

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{\text{при } a_2 = 0}. \quad (3.6)$$

Коэффициент S_{21} определяет затухание, вносимое четырехполосником, если он пассивный, или усиление, если он содержит активные элементы. Если четырехполосник согласовать по входу, т.е. $a_1 = 0$, то коэффициент отражения от второго входа будет равен

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{\text{при } a_1 = 0},$$

а коэффициент передачи из второго плеча в первое –

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{\text{при } a_1 = 0}.$$

В вычислительных программах имеется переход от S -матриц к $ABCD$ -матрицам и обратно.

3.3. ОРИЕНТИРОВАННЫЙ ГРАФ

Связь между падающими и отраженными волнами в цепи, состоящей из каскадно-соединенных элементов, можно представить графически. Такое изображение получило название ориентированного графа. Метод позволяет учесть многократные отражения, возникающие в каскадно-соединенной цепи. Анализ с помощью ориентированных графов основан на графическом представлении соотношений, содержащих S -параметры. Ориентированный граф имеет вид цепи, узлы которой соответствуют независимым и зависимым переменным (a_1 , a_2 и b_1 , b_2). Узлы соединены между собой при помощи ветвей, коэффициентами передачи которых являются элементы матрицы рассеяния. Величина сигнала в каждом узле определяется только входящими в него ветвями.

Ранее мы записали: $b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2$, $b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2$. Представим эти уравнения в графическом виде (рис. 3.4).

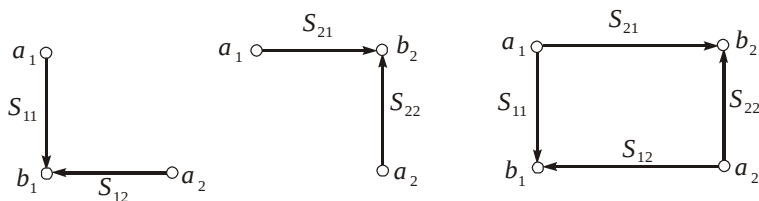


Рис. 3.4. Ориентированный граф

Поскольку в реальном четырехполюснике нет 100 %-ного согласования с входным генератором и выходной нагрузкой, часть мощности, отраженная от входа, вернется к генератору и снова будет передана падающей волне с коэффициентом передачи $\Gamma_{\text{ген}}$. В выходной цепи из-за рассогласования с нагрузкой появляется дополнительная ветвь с коэффициентом передачи $\Gamma_{\text{н}}$, т. е. в выходной цепи, как и во входной, появляются многократные отражения. Уточненный граф представлен на рис. 3.5. При этом $\Gamma_{\text{ген}} = a_1/b_1$, $\Gamma_{\text{н}} = a_2/b_2$.

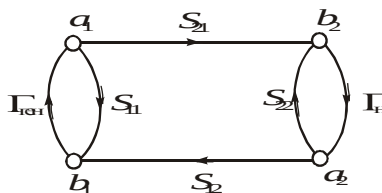


Рис. 3.5. Уточненный ориентированный граф

Глава 4

НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ СВЧ-ЦЕПЕЙ НА ОТРЕЗКАХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Рассмотрим некоторые приближенные алгоритмы расчета наиболее широко применяемых пассивных элементов СВЧ-цепей. Анализ и синтез таких элементов существенно облегчается при использовании вычислительных программ. Наиболее широко распространенные элементы – это фильтры. При проектировании фильтров на сосредоточенных элементах, как правило, используются таблицы. Наиболее распространены фильтры с двумя частотными характеристиками – фильтры Баттерворта и Чебышева (рис. 4.1). Передаточная характеристика, предложенная Баттервортом, имеет вид

$$T_n(\omega) = \frac{1}{(1 + \omega^{2n})^{1/2}},$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$

Характеристика максимально плоская, поскольку на частотах, много меньших частоты среза, коэффициент передачи практически не зависит от частоты. Описание характеристики, изображенной на рис. 4.1, в, включает в себя полином Чебышева

$$T_n(\omega) = \frac{1}{[1 + \varepsilon C_n^2(\omega)]^{1/2}},$$

где $C_n(\omega)$ – полином Чебышева первого рода порядка n . Существует таблица полиномов Чебышева, где $C_0(\omega) = 1$, $C_1(\omega) = \omega$, $C_2(\omega) = 2\omega^2 - 1$ и т.д. В полосе пропускания характеристика имеет осциллирующий

характер с неизменной амплитудой осцилляции. У таких фильтров с увеличением крутизны характеристики в полосе заграждения возрастает амплитуда осцилляции. Синтезированный фильтр нижних частот с помощью несложных преобразований превращается в фильтр верхних частот или полосовой фильтр. Синтезу пассивных фильтров посвящена обширная литература. Фильтр может состоять из нескольких Т-образных цепей (рис. 4.2), образованных индуктивностями и емкостями. Можно построить аналогичную схему, дуальную первой, состоящую из П-образных цепей, только емкости и индуктивности поменяются местами.

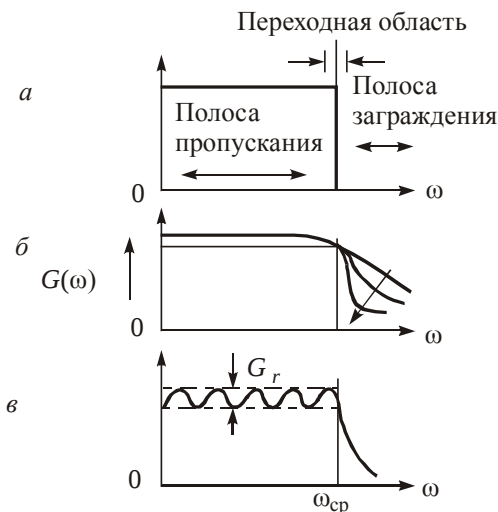


Рис. 4.1. Амплитудно-частотные характеристики фильтров нижних частот:

a – идеальная, *б*, *в* – фильтров Баттерворта и Чебышева соответственно

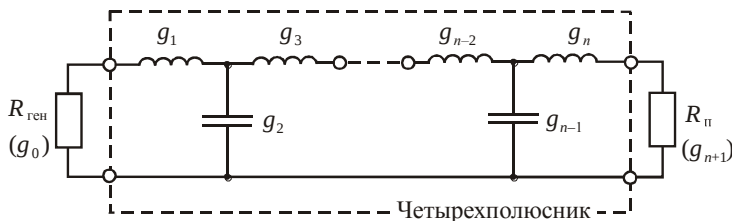


Рис. 4.2. Схема замещения пассивного фильтра

Если последовательно соединенные элементы g_1 и g_n – емкости, то g_0 и g_{n+1} – соответственно активные сопротивления генератора и нагрузки, если же g_1 и g_n – индуктивности, то g_0 и g_{n+1} – активные проводимости генератора и нагрузки. Существуют простые формулы для расчета g -параметров при синтезе фильтра на сосредоточенных элементах, но в большинстве случаев пользуются уже готовыми таблицами.

4.1. ФИЛЬТРЫ НИЖНИХ ЧАСТОТ НА ЭЛЕМЕНТАХ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Как говорилось выше, синтез фильтров на элементах с сосредоточенными параметрами при помощи таблиц не представляет труда. Мы рассмотрим фильтры на отрезках линий передачи.

Чтобы понять, как с помощью отрезка линии можно смоделировать поведение сосредоточенного реактивного элемента, обратимся к рис. 4.3, где изображена Т-образная эквивалентная схема отрезка линии. Если отрезок имеет малую длину, то тепловыми потерями в нем можно пренебречь. Тогда гиперболические функции в уравнениях, описывающих отрезок, заменяются на тригонометрические, а эквивалентная схема будет содержать только реактивные элементы (рис. 4.3, в). Согласно эквивалентной схеме:

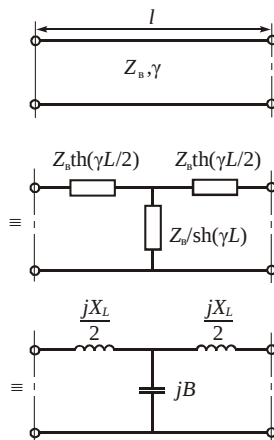


Рис. 4.3. Отрезок линии передачи (а) и его эквивалентные схемы:

б – Т-образная схема; в – схема на сосредоточенных элементах при отсутствии потерь

$$X_L = 2Z_B \operatorname{tg}\left(\frac{\beta l}{2}\right),$$

$$X_C = \frac{1}{B} = \frac{Z_B}{\sin(\beta l)}. \quad (4.1)$$

При записи (4.1) полагалось, что потери в линии отсутствуют, а значит, действительная часть γ , обозначенная нами как α , равняется нулю. Если короткий отрезок линии представить П-образной эквивалентной схемой, то, рассуждая аналогично, при $\alpha = 0$ приходим к равенствам

$$X_L = Z_B \sin(\beta l), \quad (4.2)$$

$$X_C = \frac{1}{B} = \frac{Z_B}{2 \operatorname{tg}\left(\frac{\beta l}{2}\right)}. \quad (4.3)$$

Подставляя в уравнения (4.1) – (4.3) значения $\beta = \omega/V_\phi$ и используя аппроксимацию $\operatorname{tg} \theta \approx \sin \theta \approx \theta$ (рад), которая верна при малых величинах отрезков, получаем:

для Т-образной эквивалентной схемы

$$X_L = \omega L = 2Z_B \operatorname{tg}\left[\frac{\omega l}{2V_\phi}\right] = Z_B \frac{\omega l}{V_\phi} \quad \text{при } l \leq \frac{\lambda}{8}, \quad (4.4)$$

$$B = \omega C = Y_B \sin\left(\frac{\omega l}{V_\phi}\right) = Y_B \frac{\omega l}{V_\phi} \quad \text{при } l \leq \frac{\lambda}{8}; \quad (4.5)$$

для П-образной эквивалентной схемы

$$X_L = \omega L = Z_B \sin\left(\frac{\omega l}{V_\phi}\right) = Z_B \frac{\omega l}{V_\phi} \quad \text{при } l \leq \frac{\lambda}{8}, \quad (4.6)$$

$$B = \omega C = 2Y_B \operatorname{tg}\left[\frac{\omega l}{2V_\phi}\right] = Y_B \frac{\omega l}{V_\phi} \quad \text{при } l \leq \frac{\lambda}{8}, \quad (4.7)$$

где Y_B – волновая проводимость отрезка линии.

Идентичность формул еще раз показывает на дуальность эквивалентных Т- и П-образных схем для отрезков линии передачи. Из уравнений (4.4) – (4.7) следует, что характеристики сосредоточенных элементов и элементов с распределенными параметрами связаны соотношениями

$$L = Z_B \frac{1}{V_\phi}, \quad C = \frac{1}{Z_B V_\phi}. \quad (4.8)$$

Из уравнений (4.8) следует, что если короткий отрезок линии передачи с более высоким волновым сопротивлением включен в разрыв линии с более низким волновым сопротивлением, то емкость стремится к нулю, а отрезок эквивалентен включенной последовательно индуктивности. Соответственно, если в разрыв линии с высоким волновым сопротивлением включить отрезок с малым волновым сопротивлением, то согласно (4.8) такой отрезок будет вести себя как емкость, включенная в линию параллельно.

Опираясь на эти уравнения, можно реализовать ряд элементов с другим включением (см. таблицу).

Представление цепей на сосредоточенных элементах с помощью элементов с распределенными параметрами

Тип	Цепь на сосредоточенных элементах	Элемент с распределенными параметрами	Формула перехода ($l = \lambda_g / 8$)
A			$L = \frac{Z_B l}{f \lambda_g}$
B			$C = \frac{l}{Z_B f \lambda_g}$
C			$L = \frac{Z_B l}{f \lambda_g}$
D*			$C = \frac{l_1}{Z_{B1} f \lambda_g}$
E			$L = \frac{l_2 Z_{B2}}{f \lambda_g}$
F*			$Z_{B1} \ll Z_{B2}$
			$L = \frac{1}{\omega^2 C}$
			$Z_{B1} \gg Z_B$

* Эквивалентное представление для параллельной LC-цепи.

Фильтр как пассивный элемент вносит затухание, которое рассчитывается из уравнения

$$\text{Затухание}(\omega) = 10 \lg \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{\text{ср}}} \right)^{2n} \right], \quad (4.9)$$

где ω – текущая частота; $\omega_{\text{ср}}$ – частота среза фильтра; n – количество элементов в фильтре.

Рассмотрим общий алгоритм проектирования и приближенного расчета фильтра нижних частот на примере.

Пример 4.1. Сконструировать фильтр нижних частот с максимально плоской характеристикой (т.е. фильтр Баттерворта) с частотой среза 1 ГГц из отрезков однородной линии передачи. Фильтр должен содержать пять элементов, и его следует встроить в линию передачи с волновым сопротивлением в 25 Ом. Фильтр реализуется на микрополосковой линии с относительной толщиной полоски $t/h = 0,05$ и относительной диэлектрической проницаемостью подложки $\varepsilon_r = 4$.

Рассчитать затухание, вносимое фильтром, на частоте 2 ГГц.

Решение.

1. С помощью таблиц рассчитаем параметры g -элементов фильтра прототипа на сосредоточенных элементах.

Примечание: для микрополосковой реализации следует избегать последовательно включенных конденсаторов, т.е. схема фильтра должна быть такой, как на рис. 4.4.

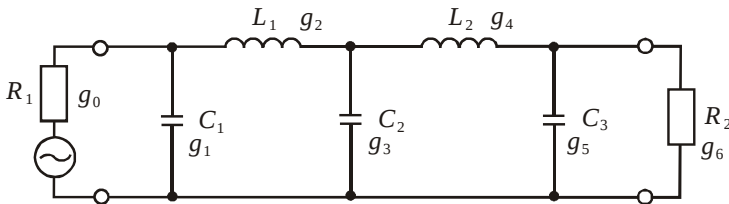


Рис. 4.4. Схема фильтра-прототипа нижних частот на сосредоточенных элементах

Значения g -генератора и g -нагрузки равны, так как фильтр встраивается в линию 25 Ом.

$$\begin{aligned} g_0 = g_6 &= 1,0, & g_2 = g_4 &= 1,618, \\ g_1 = g_5 &= 0,618, & g_3 &= 2,0. \end{aligned}$$

2. Вычисляем значения L и C в выбранной схеме при условии, что частота среза равна 1 ГГц:

$$\omega_{\text{ср}} = 2\pi \cdot 10^9 \text{ рад/с}, \quad R_{\text{н}} = R_{\text{г}} = 25 \text{ Ом},$$

$$C_1 = C_3 = \frac{g_1}{R_{\text{н}} \omega_{\text{ср}}} = \frac{0,618}{25 \cdot 2\pi \cdot 10^9} = 4 \text{ пФ},$$

$$L_1 = L_2 = \frac{g_2 R_{\text{н}}}{\omega_{\text{ср}}} = \frac{1,618 \cdot 25}{2\pi \cdot 10^9} = 6,3 \text{ нГн},$$

$$C_2 = \frac{g_3}{R_{\text{н}} \omega_{\text{ср}}} = \frac{2}{25 \cdot 2\pi \cdot 10^9} = 12,7 \text{ пФ}.$$

3. Рассчитаем затухание из уравнения (4.9)

$$A(2 \text{ ГГц}) = 10 \lg \left[1 + \left(\frac{2}{1} \right)^{5 \cdot 2} \right] \approx 30 \text{ дБ}.$$

4. Спроектируем топологию фильтра с распределенными параметрами, эквивалентную схеме, приведенной на рис. 4.4. При проектировании устройств из отрезков линии передачи можно варьировать два параметра: волновое сопротивление и длину. В соответствии с полосковыми представлениями индуктивности и емкости (см. таблицу) рисуем топологию фильтра (рис. 4.5).

Поскольку реализация нашей топологии ограничивается возможностями технологии, рассмотрим эти ограничения. Волновое сопротивление 25 Ом на диэлектрике с $\epsilon_r = 4$ [6] присуще линии шириной $W_1 = 5$ мм. Ширина полоски W_2 , которая имеет более низкое волновое сопротивление и является распределенным аналогом параллельно включенных конденсаторов в схеме, ограничивается размером, в котором может возникнуть поперечный резонанс. Поэтому целесообразно выбирать ее длиной не более четверти длины волны на самой высокой рабочей частоте. (Пусть в нашем случае эта величина будет равна 1,5 см.)

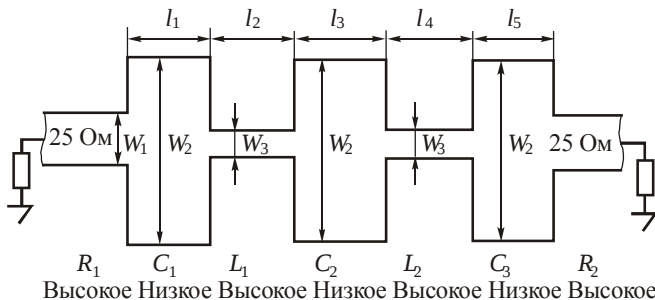


Рис. 4.5. Топология фильтра с распределенными параметрами

Такой выбор позволяет сохранить одноволновый режим в линии. При $W_2 = 1,5$ см волновое сопротивление при данном диэлектрике равно 12,5 Ом. Минимальная ширина полоски W_3 ограничивается возможностью технологии (например, 1 мм). При $W_3 = 1$ волновое сопротивление отрезка при данном диэлектрике равно 70 Ом. Приводимый приближенный синтез не учитывает влияния неоднородностей, возникающих в местах стыка отрезков с разными волновыми сопротивлениями.

После выбора величин W_2 и W_3 определяем длины всех отрезков в фильтре, используя уравнения (4.2) и (4.3). В эти уравнения входит значение $\beta = 2\pi/\lambda_g$, где λ_g — длина волны в линии, соответствующая каждому из отрезков. Тогда длины отрезков, реализующих индуктивности, рассчитываются по формуле

$$l_L = \frac{\lambda_{gL}}{2\pi} \arcsin \left(\frac{\omega L}{Z_{BL}} \right),$$

где λ_{gL} и Z_{BL} — соответственно длина волны и волновое сопротивление для этих отрезков линии.

Длины отрезков, реализующих емкости, будут определяться по формуле

$$l_C = \frac{\lambda_{gC}}{2\pi} \arcsin (\omega C Z_{BC}),$$

где λ_{gC} и Z_{BC} — соответственно длина волны и волновое сопротивление для этих отрезков линии.

В общем случае длины волн в отрезках разной ширины не равны друг другу, так как они зависят от волнового сопротивления отрезков, особенно в микрополосковом исполнении. Для простоты расчета примем их равными друг другу, т.е. $\lambda_{gL} = \lambda_{gC} = \lambda_g$. Длина волны на частоте среза в нашем случае равна

$$\lambda_g = \frac{c}{f\sqrt{4}} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{10^9 \sqrt{4}} = 15 \text{ см.}$$

Поскольку в фильтре прототипе $L_1 = L_2 = 6,3 \text{ нГн}$,

$$l_2 = l_4 = \frac{15}{2\pi} \arcsin\left(\frac{2\pi \cdot 10^9 \cdot 6,3 \cdot 10^{-9}}{70}\right) = 1,44 \text{ см.}$$

Необходимо отметить, что функции $\arcsin$ при вычислениях получаются в градусах, т. е. их нужно перевести в радианы по формуле

$$\text{Радианы} = \frac{2\pi}{360} (\text{Значение в градусах}).$$

Затем рассчитаем длины отрезков, соответствующих конденсаторам $C_1 = C_5 = 4 \text{ пФ}$ и $C_3 = 12,7 \text{ пФ}$:

$$l_1 = l_5 = \frac{15}{2\pi} \arcsin\left(2\pi \cdot 10^9 \cdot 4 \cdot 10^{-12} \cdot 12,5\right) = 0,75 \text{ см,}$$

$$l_3 = \frac{15}{2\pi} \arcsin\left(2\pi \cdot 10^9 \cdot 12,7 \cdot 10^{-12} \cdot 12,5\right) = 3,6 \text{ см.}$$

На этом проектирование фильтра в первой итерации заканчивается.

Полученное значение $l_3 = 3,6 \text{ см}$ довольно велико, больше $\lambda/8 = 1,9 \text{ см}$, т.е. не соблюдается требование, изложенное в таблице. Для уменьшения длины отрезка необходимо снизить его волновое сопротивление. Общая длина всего фильтра составляет примерно половину длины волны в линии. В примере пренебрегалось влиянием концевых емкостей и индуктивностей в отрезках с высоким и низким волновыми сопротивлениями, влиянием неоднородностей в местах стыка отрезков, т.е. скачков линии, а также разностью длин волн в отрезках с различным волновым сопротивлением. Учет неоднородностей при расчетах требует большого машинного времени.

4.2. СТУПЕНЧАТЫЕ ПОЛОСКОВЫЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ

Иногда при создании СВЧ-устройств требуется одно сопротивление трансформировать в другое, например, в стандартное – 50 Ом. К генератору необходимо подключить элементы с высоким или низким входными сопротивлениями. Одиночные трансформирующие отрезки, рассмотренные ранее, сохраняют требуемые свойства в весьма узкой

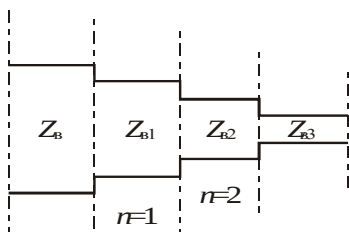


Рис. 4.6. Схема двухступенчатого трансформатора

рабочей полосе частот, т. е. непригодны при широкополосной трансформации. Поэтому переходят к многоступенчатым трансформаторам (как правило, двух- или трехступенчатым), которые имеют более широкую полосу пропускания. Более трехступенчатых не используют, так как будет очень большая длина трансформатора. На рис. 4.6 представлена схема двухступенчатого трансформатора. Электрическая длина центральных отрезков, согласующих $Z_{\text{в}}$ и $Z_{\text{в3}}$, равна четверти длины волны на центральной рабочей частоте. Приблизительно длину каждой секции можно определить из уравнения

$$l \approx \frac{\lambda_{\text{гв}} \lambda_{\text{гн}}}{2(\lambda_{\text{гв}} + \lambda_{\text{гн}})}, \quad (4.10)$$

где индексами «в» и «н» обозначены самая высокая и самая низкая частоты из рабочей полосы трансформатора. Относительная полоса пропускания вычисляется по формуле

$$B = 2 \left(\frac{\lambda_{\text{гн}} - \lambda_{\text{гв}}}{\lambda_{\text{гн}} + \lambda_{\text{гв}}} \right).$$

Имеются таблицы расчетных соотношений для двух- и трехступенчатых трансформаторов. Например, для двухступенчатого трансформатора с максимально плоской (баттервортовской) характеристикой

$$Z_{\text{в1}} = Z_{\text{в}} R^{1/4}, \quad Z_{\text{в2}} = Z_{\text{в}} R^{1/2},$$

где R – отношение согласующих сопротивлений. Двухступенчатые трансформаторы можно рассчитать и вручную, но при расчете трехступенчатых, особенно если характеристика Чебышева, без ЭВМ не обойтись.

4.3. ШЛЕЙФНЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ

Изготовление связанных микрополосковых линий с сильной боковой связью технологически затруднено, так как высока вероятность гальванической связи в некотором сечении узкой щели между проводниками. Существует другой тип направленного ответвителя, в котором можно реализовать сильную связь с затуханием, вплоть до 0 дБ [7]. Это так называемый шлейфный направленный ответвитель на основе микрополосковой линии.

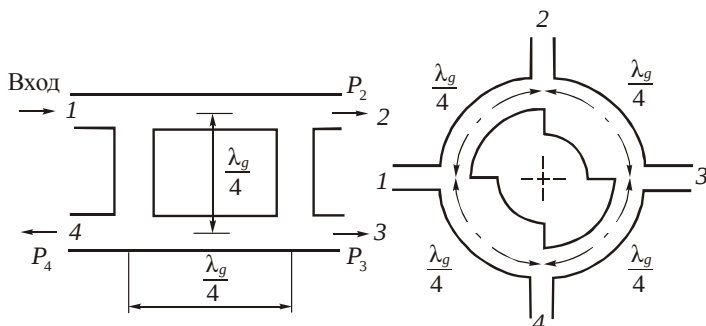


Рис. 4.7. Двухшлейфный направленный ответвитель

Наибольшее распространение получили два конструктивных варианта, показанные на рис. 4.7. Первая конструкция широко применяется в схемах деления (сложения) мощности, вторая – в схемах смесителей. Шлейфный направленный ответвитель может обеспечивать согласование при неравных сопротивлениях нагрузок, подключаемых к его входному и выходным плечам. При возбуждении плеча 1 сдвиг по фазе между волнами, поступившими во второе и третье плечи, равен 90° . Поэтому подобные ответвители относятся к классу квадратурных. Примем фазу волны, поступающую на вход плеча 1 (например, кольцевого варианта), нулевой. Из плеча 1 часть энергии поступает в плечо 2, причем волна на выходе этого плеча сдвинута по фазе на 90°

относительно входящей в плечо 2. В плечо 3 поступают две волны равной амплитуды, одна из которых проходит мимо плеча 2, вторая – мимо плеча 4. Очевидно, что эти волны синфазны и суммируются в плече 3. Фаза волны на выходе плеча 3 равна 180° , т.е. сдвиг по фазе между волнами в плечах 2 и 3 составляет 90° . В плечо 4 также приходят две волны, но уже противофазные, которые гасят друг друга, т.е. плечо 4 оказывается развязанным. Из-за этих свойств ответвитель и называют двухшлейфным направленным.

Эквивалентная схема двухмерного направленного ответвителя приведена на рис. 4.8. Параллельные проводимости Y_1 и Y_3 и последовательная проводимость Y_2 нормированы к проводимости Y_{B1} , подключенной к плечу 1. Соответственно, и проводимость Y_{B2} линии, подключаемой к выходным плечам, нормирована к проводимости Y_{B1} . Идеальное согласование ответвителя с цепью достигается при условии $Y_1 = Y_3 = Y_{B2}$, а идеальная направленность обеспечивается, когда энергия плеча 4 равна нулю, т.е. при $Y_2^2 = Y_{B2} + Y_1 Y_3$. При выполнении этих соотношений вся входная мощность поступает в плечи 2 и 3. Если обозначить отношение мощностей на выходах плеч 2 и 3 через k , т.е. $k = P_2/P_3$, то

$$Y_3 = \frac{Y_{B2}}{k^{1/2}}, \quad Y_2 = \left[\frac{(k+1)Y_{B2}}{k} \right]^{1/2}, \quad Y_1 = \frac{1}{k^{1/2}}.$$

Эти простые соотношения и есть основа расчета двухшлейфных направленных ответвителей.

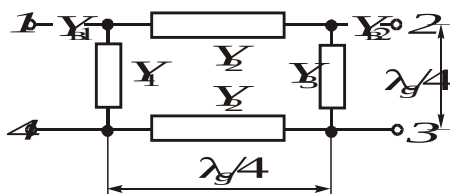


Рис. 4.8. Эквивалентная схема двухшлейфного направленного ответвителя

Пример 4.2. Рассчитать двухшлейфный направленный ответвитель с переходным затуханием 3 дБ, входное и выходное сопротивления которого равны 50 Ом.

Решение. Производим нормирование проводимости выходного плеча относительно проводимости входного. Так как проводимость входного плеча $Y_{в1} = 1/50$, нормированная проводимость выходного будет $Y_{в2} = (1/50)/(1/50) = 1$. Поскольку в задаче ничего не сказано относительно направленности и согласования, будем считать, что они идеальны.

Поскольку затухание по мощности равно -3 дБ, отношение выходной к входной мощности (согласно формуле для затухания) составит $10^{-3/10} = 0,5$. Тогда $P_2 = (1 - 0,5) P_{вх}$, $P_3 = 0,5 P_{вх}$. Исходя из этого коэффициент k будет равен

$$k = \frac{P_2}{P_3} = \frac{(1 - 0,5) P_{вх}}{0,5 P_{вх}} = 1.$$

Применяя уравнения (4.10), получаем нормированные величины проводимостей:

$$Y_1 = \frac{1}{k^{1/2}} = \frac{1}{1} = 1, \quad Y_2 = \left[(1 + 1) \frac{1}{1} \right]^{1/2} = \sqrt{2}, \quad Y_3 = \frac{1}{k^{1/2}} = 1.$$

Переходим к ненормированным величинам. Если $Y_1 = 1/50$ См, то $Z_1 = 50$ Ом в параллельной ветви (рис. 4.8), если $Y_2 = \sqrt{2}/50$ См, то $Z_2 = 35,4$ Ом в последовательной ветви, если $Y_3 = 1/50$ См, то $Z_3 = 50$ Ом в параллельной ветви, где $Z_{в1} = Z_{в2} = 50$ Ом по условию задачи.

Геометрические размеры отрезков линий, соответствующих найденным величинам, определяют с помощью программ синтеза, предварительно выбрав тип линии, на которой будет строиться ответвитель.

Исходя из рассмотренного примера на двухшлейфном направленном ответвителе можно сконструировать делитель мощности с равным делением входной мощности между выходными плечами. К выходу плеча 4 обычно подключается поглощающая нагрузка. Рабочая полоса частот такого ответвителя порядка 10 %.

Пример 4.3. Повторить расчет двухшлейфного направленного ответвителя с переходным затуханием -6 дБ.

Решение. Так как -6 дБ соответствует отношению мощностей $10^{-6/10} = 0,25$, имеем $P_2 = (1 - 0,25)P_{\text{вх}}$, $P_3 = 0,25 P_{\text{вх}}$, т. е. $k = 0,75/0,25 = 3$, тогда $Y_1 = Y_3 = 1/\sqrt{3}$, $Y_2 = (4/3)^{1/2}$, что позволяет определить волновые сопротивления всех отрезков: $Z_1 = Z_3 = 86,6$ Ом, $Z_2 = 43,3$ Ом.

При переходном затухании, равном -8 дБ, волновое сопротивление параллельных отрезков становится достаточно высоким, что вызывает технологические трудности с их реализацией. Для получения переходного затухания меньше -3 дБ одним двухшлейфным ответвителем не обойтись, так как поперечные размеры проводников в отрезках линий с требуемыми значениями волновых сопротивлений недопустимо велики. Выходят из положения применением каскадных включений нескольких физически реализуемых ответвителей с большим переходным затуханием каждого из них. Например, мы взяли ответвитель с коэффициентом связи -12 дБ, тогда $f_k = \arcsin(10^{-12/20}) = 14,5^\circ$, что при каскадном соединении трех таких ответвителей дает $P_{2\text{н}} = 20 \lg[\sin(3 \cdot 14,5)] = -3,24$ дБ, а для четырех таких ответвителей $-P_{2\text{н}} = -1,4$ дБ и т.д. В этих расчетах угол поворота фазы одного ответвителя f_k находится по формуле

$$f_k = \arcsin\left(10^{S^*/20}\right),$$

где S^* – коэффициент связи. Суммарное переходное затухание находится по формуле

$$P_{2\text{н}} = 20 \lg\left(\sin \sum_{k=1}^n f_k\right).$$

4.4. КОЛЬЦЕВОЙ МОСТ

На рис. 4.9 представлена схема кольцевого моста или 180-градусное гибридное сочленение. Волна, поступившая на вход плеча 1, проходит в плечи 2 и 4. Сдвиг по фазе между волнами в плечах 2 и 1 равен 90° , а в плечах 4 и 1 – 270° , поскольку во втором случае волна

проходит путь в три раза больший. Полная волна на выходе каждого из плеч 2, 3 и 4 является суперпозицией двух волн разной амплитуды, одна из которых распространяется от плеча 1 по кольцу по часовой, а другая – против часовой стрелки. Эти волны арифметически суммируются на входе плеч 2 и 4 и вычитаются на входе плеча 3, где сдвиг по фазе между этими волнами равен 180° . Следовательно, плечи 1 и 3 развязаны. Данные особенности моста и наличие фазового сдвига между волнами, приходящими из плеча 1 в плечи 2 и 4, на 180° широко используются в балансных смесителях и преобразователях частоты. Например, плечи 1 и 3 возбуждаются одновременно, плечо 1 – волной гетеродина, а плечо 3 – волной принимаемого сигнала. Так как плечи 1 и 3 развязаны, энергия от гетеродина не попадает на сигнальный вход смесителя. Кроме того, ввиду противофазности волн от гетеродина в плечах 4 и 2, к которым подключены смесительные диоды, шумы гетеродина не попадают на вход смесителя. Мост также широко применяется и в качестве делителя мощности. Его расчет также элементарен [8].

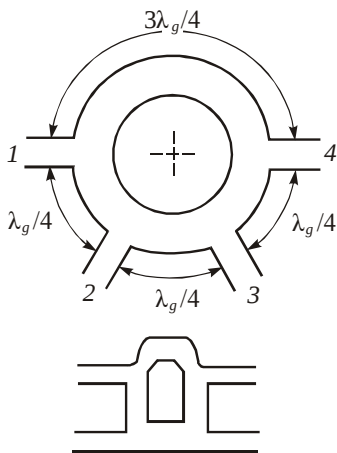


Рис. 4.9. Топология кольцевого моста

4.5. ДЕЛИТЕЛЬ (СУММАТОР) МОЩНОСТИ

На частотах свыше 500 МГц выполнять делители на сосредоточенных элементах уже нельзя, так как возникают большие погрешности. Делители реализуют на отрезках линий и широко применяют в схемах питания многоэлементных передающих или приемных антенн, балансных усилителях, возбуждателях, сигнал которых одновременно подается в передающую и приемную части аппаратуры и т. д. Во всех перечисленных случаях необходимо трехплечее устройство (рис. 4.10).

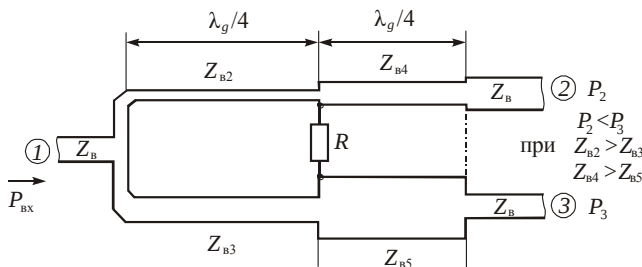


Рис. 4.10. Микрополосковый делитель при неравном делении мощности

До частот в 1 ГГц можно применить сосредоточенный резистор R , а свыше — его необходимо конструировать распределенным. Основные расчетные соотношения для делителя мощности таковы:

$$\begin{aligned}
 \frac{\text{Мощность в плече 2}}{\text{Мощность в плече 3}} &= \frac{1}{K^2}, \\
 Z_{B2} &= Z_B \left[K(1 + K^2) \right]^{1/2}, \\
 Z_{B3} &= Z_B \left(\frac{1 + K^2}{K^3} \right)^{1/2}, \\
 Z_{B4} &= Z_B K^{1/2}, \\
 Z_{B5} &= \frac{Z_B}{K^{1/2}}, \\
 R &= Z_B \left(\frac{1 + K^2}{K} \right).
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Эти формулы упрощены, они не учитывают неоднородностей в местах стыка отрезков линий. Компенсация влияний осуществляется обычно в процессе экспериментальной отработки. Увеличение разницы между мощностями на выходе приводит к сужению рабочей полосы делителя.

Данный делитель имеет преимущество перед шлейфным ответвителем и кольцевым мостом. Если рабочая полоса частот последних 10... 15 %, то у делителя полоса доходит до октавы, а применение многоступенчатых делителей расширяет полосу до декады.

Пример 4.4. Рассчитать делитель мощности -6 дБ при волновом сопротивлении подводящих линий в 50 Ом .

Решение. Так как 6 дБ соответствует отношению мощностей, равному $0,25$ (см. предыдущий пример), мощность в плече 2 (рис. 4.10) равна $0,25 P_{\text{вх}}$, а мощность в плече 3 равна $0,75 P_{\text{вх}}$.

Если пренебречь потерями мощности в делителе, то, применив формулы (4.11), получаем $P_2/P_3 = 0,25/0,75 = 1/3$, т.е. $K = 3^{1/2} = 1,732$.

Поскольку $Z_{\text{в}} = 50 \text{ Ом}$, то $Z_{\text{в}2} = 50[1,732(1+3)]^{1/2} = 132 \text{ Ом}$,

$Z_{\text{в}3} = 50[(1+3)/(1,732)^3]^{1/2} = 44 \text{ Ом}$, $Z_{\text{в}4} = 50(1,732)^{1/2} = 66 \text{ Ом}$,

$Z_{\text{в}5} = 50/(1,732)^{1/2} = 38 \text{ Ом}$, $R = 50(1+3)/1,732 = 115 \text{ Ом}$.

4.6. ОТВЕТВИТЕЛЬ ЛАНГЕ

Ранее мы анализировали связанные микрополосковые линии с боковой связью методом синфазно-противофазного возбуждения. Однако при реализации таких линий возникают определенные сложности:

- на практике трудно создать связанные микрополосковые линии с коэффициентом связи S^* лучше -3 дБ из-за весьма узких зазоров между проводниками, так как при изготовлении связанных линий с малыми зазорами резко падает процент выхода годных;

- фазовые скорости четной и нечетной мод в таких линиях различны, и в обычном ответвителе на связанных линиях отсутствует механизм для выравнивания скоростей, кроме того, указанное различие фазовых скоростей приводит к сужению полосы пропускания ответвителя, поэтому на практике длину области связи часто рассчитывают исходя из фазовой скорости нечетной моды (при этом удается получить более сильную связь).

Эти недостатки частично устраняются в ответвителе, предложенном Ланге, в котором используется структура на встречных полосках с перемычками (рис. 4.11). При изготовлении такого ответвителя необходимо строго соблюдать симметрию относительно осей XX' и YY' . Фазовые скорости четной и нечетной мод в таких связанных линиях частично выравниваются из-за симметрии схемы, что и позволяет

достигать примерно октавной рабочей полосы. Причем при одной и той же величине коэффициента связи зазоры между проводниками в ответвителе Ланге существенно больше, чем в обычном ответвителе на связанных линиях с боковой связью. В идеальном случае соединительные перемычки должны обладать нулевой индуктивностью и вносить пренебрежимо малую неоднородность, т.е. необходима минимальная длина перемычек, причем для уменьшения индуктивности перемычка делается из нескольких проводников.

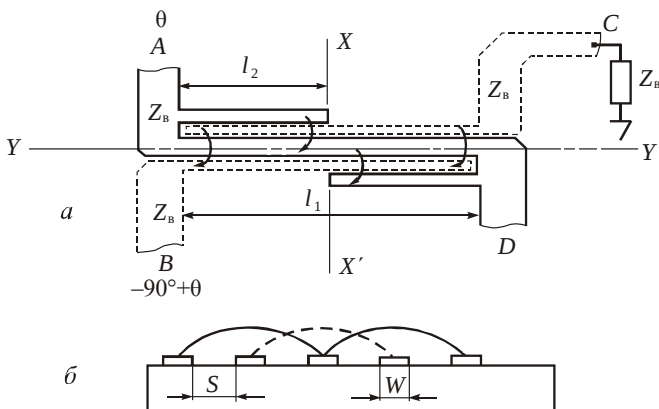


Рис. 4.11. Топология симметричного ответвителя Ланге:

a – вид сверху; *б* – вид сбоку

Ответвитель Ланге имеет следующие преимущества.

1. Все питающие линии такого ответвителя имеют одинаковое волновое сопротивление Z_B , величина которого выбирается из условия согласования ответвителя с подключаемыми к нему устройствами.

2. При подаче мощности в плечо *A* мощность в плечо *C* не поступает, т.е. оно развязано, однако в реальных конструкциях из-за влияния краевых полей и наличия неоднородностей небольшая часть мощности в плечо *C* все же поступает, поэтому его нагружают на поглощающую нагрузку.

3. Ширина всех проводников в структуре одинакова, как и зазоры между ними. При возбуждении плеча *A* часть энергии ответвляется в плечо *B*, а оставшаяся часть – в плечо *D*. Сдвиг по фазе между волнами в плечах *B* и *D* равен 90° , поэтому ответвитель Ланге относится к квадратурным ответвителям. Фазовый сдвиг между волнами в выход-

ных плечах от 90° в худшем случае отличается не более чем на 2° , благодаря этому они широко применяются в смесителях и балансных усилителях [2].

Приближенный анализ и синтез ответвителя Ланге выполняются с использованием следующих уравнений.

1. Волновое сопротивление питающих линий связано с волновыми сопротивлениями для четной и нечетной мод соотношением

$$Z_B^2 = \frac{Z_{Bч} Z_{Bн} (Z_{Bч} + Z_{Bн})^2}{[Z_{Bч} + (k-1)Z_{Bн}][Z_{Bн} + (k-1)Z_{Bч}]}, \quad (4.12)$$

где $k = 2, 4, 6, \dots, n + 2$ – число отрезков линий связи в ответвителе; $Z_{Bч}$ – волновое сопротивление для четной моды; $Z_{Bн}$ – волновое сопротивление для нечетной моды.

2. Коэффициент связи по напряжению связан с волновыми сопротивлениями для четной и нечетной мод соотношением

$$C = 10^{\frac{S^*}{20}} = \frac{(k-1)Z_{Bч}^2 - (k-1)Z_{Bн}^2}{(k-1)(Z_{Bч}^2 + Z_{Bн}^2) + 2Z_{Bч}Z_{Bн}}. \quad (4.13)$$

3. Волновые сопротивления для четной и нечетной мод находят из уравнений

$$Z_{Bн} = Z_B \left(\frac{1-C}{1+C} \right)^{1/2} \frac{(k-1)(1+q)}{(C+q) + (k-1)(1-C)}, \quad (4.14)$$

$$Z_{Bч} = \frac{Z_{Bн}(C+q)}{[(k-1)(1-C)]}, \quad (4.15)$$

где $q = [C^2 + (1-C^2)(k-1)^2]^{1/2}$.

Пример 4.5. Анализ ответвителя Ланге. В микрополосковом ответвителе Ланге $W/h = 0,15$, $S/h = 0,25$. Рассчитать входное сопротивление ответвителя и коэффициент связи в нем. Относительная диэлектрическая проницаемость подложки микрополосковой линии равна 9,5. Толщина полоски t – минимально возможная.

Решение. Из справочника [4] берем значения W/h и S/h , при $\varepsilon_r = 9,5$ и $t = 0$ определяем волновые сопротивления для четной и нечетной мод. Они равны $Z_{вч} = 176$ Ом, $Z_{вн} = 52$ Ом. Число линий связи в ответвителе $k = 4$. Используя уравнения (4.12) и (4.13), получаем

$$Z_B^2 = \frac{176 \cdot 52 (52 + 176)^2}{(176 + 3 \cdot 52)(52 + 3 \cdot 176)} = 2471,$$

откуда $Z_B = 49,7$ Ом,

$$C = \frac{3(176)^2 - 3(52)^2}{3(52^2 + 176^2) + 2 \cdot 52 \cdot 176} = 0,7107,$$

или $S^* = -2,97$ дБ.

Пример 4.6. Синтез ответвителя Ланге. Ответвитель Ланге имеет волновое сопротивление питающих линий 50 Ом, коэффициент связи $S^* = -10$ дБ. Подложка толщиной 0,254 мм выполнена из диэлектрика с $\varepsilon_r = 2,23$. Толщина полоски $t = 0,017$ мм, рабочая частота 10 ГГц.

Решение. Дано: $Z_B = 50$ Ом, $S^* = -10$ дБ, т.е. $C = 0,3162$, $\varepsilon_r = 2,23$, $t = 0,017$ мм, $k = 4$, $h = 0,254$ мм. Применяя уравнения (4.14) и (4.15), определяем волновые сопротивления для четной и нечетной мод. С этой целью вначале вычислим q :

$$q^2 = \left[0,3162^2 + (1 - 0,3162)^2 (4 - 1)^2 \right] = 8,2,$$

т.е. $q = 2,864$,

$$Z_{вн} = 50 \left(\frac{1 - 0,3162}{1 + 0,3162} \right)^{1/2} \left[\frac{3 \cdot 3,864}{(0,3162 + 2,864) + 3(1 - 0,3162)} \right] = 80 \text{ Ом},$$

тогда

$$Z_{вч} = 80 \left[\frac{0,3162 + 2,864}{3(1 - 0,3162)} \right] = 124 \text{ Ом}.$$

Используя справочную литературу, для рассчитанных сопротивлений $Z_{вч}$ и $Z_{вн}$ находим отношения $W/h=1,103$ и $S/h=0,39$. В аналогичном микрополосковом ответвителе на связанных линиях с боковой связью $W/h=2,355$ и $S/h=0,095$. Из сравнения видно, что ответвитель Ланге с тем же коэффициентом связи имеет менее жесткие технологические допуски.

Определив ширину проводников и зазоры между ними, необходимо найти физическую длину ответвителя l_1 (см. рис. 4.11). Она равна четверти длины волны в линии на самой нижней частоте рабочего диапазона. Длину волны можно определить тремя способами:

- взять длину волны нечетной моды в связанных линиях, при такой длине l_1 обеспечивается самая сильная связь в ответвителе;
- взять среднеарифметическую длину между длинами волн для четной и нечетной мод;
- взять величину, равную среднегеометрической между длинами волн для четной и нечетной мод.

Длина отрезков связи l_2 ответвителя выбирается равной четверти длины волны, вычисляемой через среднее значение для длин волн четной и нечетной мод, но уже на высшей частоте рабочего диапазона ответвителя. После определения длины ответвителя и его изготовления приваривают несколько параллельных перемычек для уменьшения паразитной индуктивности.

Г л а в а 5

ДИОДЫ СВЧ

5.1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ И ОБЩИЕ СВОЙСТВА СВЧ-ДИОДОВ

Основными элементами полупроводниковых структур являются электрические переходы, которые могут быть выпрямляющими и омическими (невыпрямляющими). Выпрямляющие переходы образуются в месте контакта проводников с полупроводником или на границе раздела двух полупроводников различного типа электропроводности; их называют соответственно контактами металл – полупроводник и p – n -переходом. Для таких переходов подбирают материалы с различным значением работы выхода электронов, вследствие чего на границе раздела возникает контактная разность потенциалов, или потенциальный барьер, способствующий протеканию тока в одном направлении и препятствующий – в другом. Благодаря этой разности потенциалов переход обладает односторонней проводимостью. Внешние металлические выводы прибора должны иметь с полупроводником невыпрямляющий омический контакт, для этого между металлом и полупроводником создают тонкий высоколегированный слой полупроводника того же типа проводимости, что и полупроводник, обычно с очень малой контактной разностью потенциалов в сторону как металлического вывода, так и полупроводника (структура $M - n^+ - n$ или $M - p^+ - p$, где символ «+» означает высокую степень легирования).

Обобщенная эквивалентная схема диода любого типа показана на рис. 5, а, где переход представлен дифференциальными параметрами:

сопротивлением $r = dU/dI$ и барьерной емкостью $C_j = dq/dU$; потери в базе диода, омических переходах и выводах отображены последовательным сопротивлением потерь r_s ; L_s – индуктивность выводов; C_{case} – емкость между выводами, определяемая конструкцией прибора. Из-за падения напряжения на r_s и L_s приложенное к переходу напряжение оказывается меньше, чем подведенное к диоду, а емкость C_{case} шунтирует его. Эти параметры у диода являются паразитными. Типичные значения L_s и C_{case} – десятые доли наногенри и пикофарады, r_s – десятые доли или единицы ома. У бескорпусных диодов значения C_{case} и L_s меньше примерно на порядок.

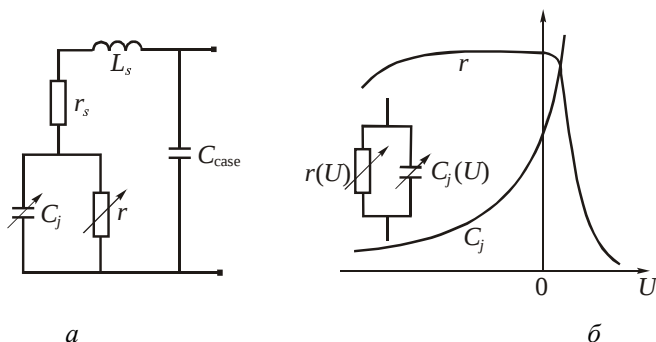


Рис. 5.1. Эквивалентная схема диода (а) и зависимости его внутреннего сопротивления и емкости от напряжения на нем (б)

Свойства диода в основном определяются параметрами электрического перехода и его вольт-амперной характеристикой (ВАХ). На рис. 5.1, б показана примерная зависимость параметров перехода r и C_j от напряжения смещения. В соответствии с типом диода и назначением твердотельного устройства, в котором он применяется, используется нелинейная зависимость сопротивления перехода r от прямого смещения или барьерной емкости C_j от обратного смещения. В первом случае диод называют *варистором*, во втором – *варактором* или *варикапом*.

Инерционность электрических процессов в диоде зависит от постоянной времени $\tau = r_s C_j$. Поэтому для повышения частотного предела работы в большинстве СВЧ-диодов используют переходы с малыми попереч-

ными размерами. В СВЧ-диодах p - n -переходы только эпитаксиальные, в них сопротивление потерь r_s составляет единицы ом благодаря малой толщине эпитаксиальных слоев и незначительному сопротивлению сильнолегированной подложки. Переходы металл – полупроводник (достигаются или прижимом к полупроводнику заостренной проволоочки из вольфрама (фосфористой бронзы) с последующей электроформовкой, т.е. пропусканием через такой контакт электрического импульса тока определенной энергии в точечном переходе, например обращенного диода, или вакуумным напылением металла на полупроводник в диодах с барьером Шоттки. Переходы металл – полупроводник работают на основных носителях, поэтому, в отличие от p - n -переходов, у них практически отсутствуют инжекция и накопление неосновных носителей (диффузионная емкость равна нулю), и работоспособны они вплоть до субмиллиметрового диапазона волн.

Шумовая мощность диодов складывается из трех составляющих дробовых шумов, пропорциональных прямому току диода; низкочастотных фликкер-шумов (шумов мерцания), обусловленных главным образом поверхностными состояниями перехода и спадающих по закону $1/f$; тепловых шумов сопротивления потерь r_s .

Тепловые шумы можно в значительной мере уменьшить охлаждением диодов. Преимуществом диодов с переходом металл – полупроводник на арсениде галлия n -типа при глубоком охлаждении (до азотных или даже гелиевых температур) является некоторое уменьшение r_s благодаря росту подвижности электронов, тогда как в диодах с p - n -переходом на кремнии с охлаждением r_s возрастает вследствие снижения подвижности дырок и степени ионизации акцепторов.

5.2. ТУННЕЛЬНЫЕ И ОБРАЩЕННЫЕ ДИОДЫ

Туннельный диод. Принцип работы туннельного диода основан на явлении туннельного эффекта в электронно-дырочном переходе, образованном сильнолегированными (вырожденными) полупроводниками. Различают усилительные, генераторные, переключательные туннельные диоды. Усилительные диоды применяют в усилителях и гетеродинах приемных устройств, в схемах детекторов и смесителей диапазона СВЧ. Генераторные диоды применяются для построения генераторов для диапазона 1... 10 см, но могут работать и в быстродействующих импульсных и переключательных схемах.

Концентрация примесей в p - и n -областях туннельного диода порядка 10^{20} см^{-3} , т.е. в диоде используются вырожденные полупроводники. Толщина электрического перехода туннельных диодов составляет $1 \dots 10 \text{ нм}$. Туннельные переходы совершаются частицами без затрат энергии. Высокая концентрация примесей в p - и n -областях приводит к тому, что локальные уровни примесей образуют в вырожденных полупроводниках сплошную зону (как в металле). Уровни Ферми полупроводников $E_{\text{фр}}$ и $E_{\text{фп}}$ будут расположены соответственно в валентной зоне – p -области и зоне проводимости – n -области.

В состоянии равновесия зона проводимости и валентная зона полупроводника перекрываются по энергиям на величину $\delta E = E_{\text{в}} - E_{\text{п}}$. Поэтому электроны из зоны проводимости могут туннелировать сквозь узкий переход в валентную зону области на свободные энергетические уровни, а электроны из валентной зоны – в зону проводимости на свободные уровни энергии. Однако такие переходы частиц равновероятны, суммарный ток через переход равен нулю (рис. 5.2).

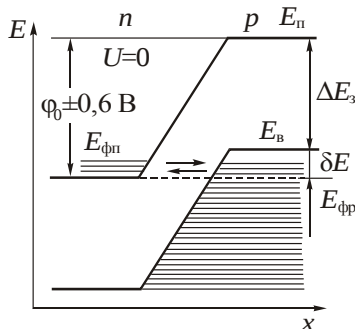


Рис. 5.2. Состояние равновесия в переходе

Обратное напряжение на переходе увеличивает перекрытие зон δE , т.е. $U_{\text{обр}} = E_{\text{фр}} - E_{\text{фп}}$; напротив занятых электронами уровней в зоне проводимости (рис. 5.3, а) находятся занятые энергетические уровни валентной зоны, и туннелирование электронов из n -области в p -область маловероятно. Соответственно, напротив занятых электронами уровней p -области оказываются свободные энергетические уровни зоны проводимости n -области. Следовательно, электроны туннелируют из валентной области в зону проводимости, а через диод протекает обратный ток $I_{\text{обр тун}}$. При увеличении $U_{\text{обр}}$ число перекрывающихся свободных в n -области и занятых в p -области уровней растет, обратный ток диода резко увеличивается.

При небольших прямых напряжениях $U_{\text{пр}}$ заполненные электронами энергетические уровни зоны проводимости частично расположатся напротив свободных уровней валентной зоны (рис. 5.3, б). Поэтому в основном будут туннельные переходы электронов из n -области в p -область, что соответствует прямому току $I_{\text{пр тун}}$ диода. При увеличении

$U_{пр}$ число перекрывающихся свободных и занятых уровней вначале возрастает и при $U_{пр}$ уровень Ферми $E_{фп}$ совпадает с уровнем энергии E_v p -области и соответственно $E_{фр}$ – с уровнем E_n n -области. Напряжению $U_{пр}$ соответствует максимальный прямой ток $I_{пр\ тун.}$ При $U_{пр} > U_{пр}$ уменьшается перекрытие зон δE , ток $I_{пр\ тун.}$ убывает, а при напряжении, равном $U_{пр} = E_v = E_n$, т.е. $\delta E = 0$, туннельный ток исчезает. Однако целый ряд неучтенных факторов (наличие в запрещенной зоне полупроводника уровней, образованных чужеродными примесями, размытость границ энергетических зон E_v и E_n , их искривления и др.) приводит к существованию небольшого избыточного тока $I_{пр\ тун.}$ При дальнейшем увеличении потенциальный барьер понижается настолько, что возникает ток диффузии через переход, который при $U_{пр} > U_v$ становится преобладающим.

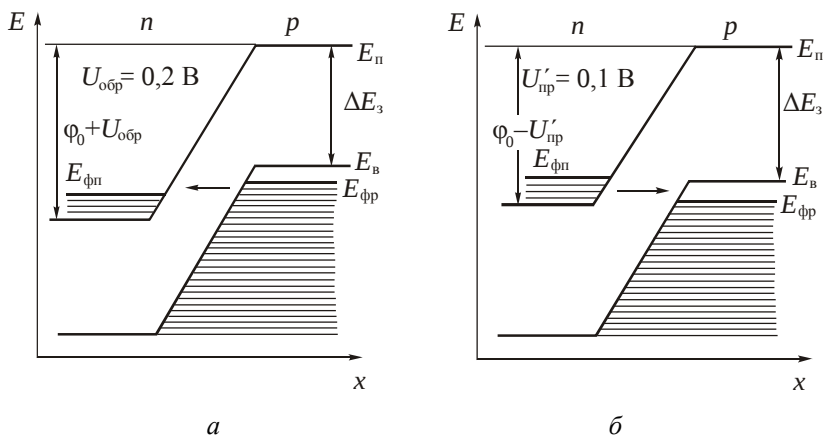


Рис. 5.3. Обратное (а) и прямое (б) напряжение на переходе

Вольт-амперная характеристика туннельного диода (штриховая кривая) показана на рис. 5.4. Она получена суммированием туннельного тока (сплошная кривая) и тока ВАХ p - n -перехода (штрихпунктирная кривая). Для туннельного диода используют следующие статические параметры: I_n – значение пикового тока, т.е. сила тока при напряжении пика U_n , при котором крутизна ВАХ с увеличением $U_{пр}$ меняет знак с положительного на отрицательный; I_v – значение минимального тока, т.е. сила тока при напряжении U_v , при котором крутизна ВАХ при дальнейшем увеличении $U_{пр}$ изменяет знак с отрицательного на поло-

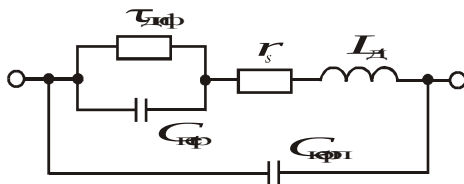


Рис. 5.5. Эквивалентная схема туннельного диода

Частотные свойства туннельного диода определяются:

– предельной частотой $f_{\text{пред}} = (2\pi r_{\text{диф}} C_{\text{пер}})^{-1}$, которая связана с характеристикой быстродействия $I_{\text{п}}/C_{\text{пер}}$ соотношением

$$f_{\text{пред}} = (2\pi U_{\text{к}})^{-1} I_{\text{п}}/C_{\text{пер}},$$

где $U_{\text{к}} \approx U_{\text{р}} - U_{\text{п}}$ – напряжение, зависящее от свойств полупроводникового материала;

– резистивной предельной частотой

$$f_{\text{рез max}} = (2\pi R_{\text{пер}} C_{\text{пер}})^{-1} \sqrt{\frac{|R_{\text{пер}}|}{r_s} - 1},$$

когда туннельный диод не обладает отрицательным сопротивлением при номинальном смещении;

– собственной резонансной частотой

$$f_0 = (2\pi r_{\text{диф}} C_{\text{пер}})^{-1} \sqrt{\frac{r_{\text{диф}}^2 C_{\text{пер}}}{L_{\text{д}}} - 1}.$$

На частотах $f < f_0$ реактивное сопротивление диода имеет емкостную составляющую, а на частотах $f > f_0$ – индуктивную. Туннельные диоды каждого типа имеют частные параметры, наиболее полно характеризующие их работу в схеме, в которой они применяются.

Для **переключательного диода** важно получить максимальное отношение $I_{\text{п}}/I_{\text{в}}$, которое характеризует различимость двух логических уровней сигнала при работе схемы в режиме переключения токов, а также минимальное время переключения $t_{\text{пер}}$ при работе схемы в режиме переключения напряжений.

Для приборов на арсениде галлия время переключения определяется по эмпирической формуле

$$t_{\text{пер}} = KC_{\text{д}}/I_{\text{п}},$$

где K – коэффициент; $C_{\text{д}} = C_{\text{пер}}$ – емкость, пФ; $I_{\text{п}}$ – ток, мА. Для германиевых диодов $t_{\text{пер}} = 0,4 KC_{\text{д}}/I_{\text{п}}$. Эти соотношения справедливы, если емкость и индуктивность корпуса диода малы и ими можно пренебречь.

Генераторные диоды должны обеспечивать максимальную мощность в нагрузке генератора, которая связана с параметрами диода соотношением

$$P = 0,12(U_{\text{в}} - U_{\text{п}})(I_{\text{п}} - I_{\text{в}}).$$

Параметр диода $I_{\text{п}}/I_{\text{в}}$ в интервале напряжений $U_{\text{п}}$ и $U_{\text{в}}$ косвенно определяет отрицательное сопротивление диода и характеризует отдаваемую прибором мощность. Разность напряжений $U_{\text{в}} - U_{\text{п}}$, а следовательно, мощность P для диодов на арсениде галлия больше, чем для германиевых, что связано с большей шириной запрещенной зоны $E_{\text{з}}$ в GaAs.

Усилительные диоды прежде всего должны иметь минимальный коэффициент шума и обеспечивать в усилителях максимальное произведение коэффициента усиления на полосу пропускания. Коэффициент усиления растет с увеличением отрицательного сопротивления $r_{\text{диф}} = R_{\text{пер}}$ в рабочей точке ВАХ и падает с ростом $C_{\text{пер}}$, $C_{\text{кор}}$, $L_{\text{д}}$. В паспорте на усилительный туннельный диод указываются также температурный коэффициент отрицательной проводимости Q_{R} , характеризующий стабильность его режима при изменении температуры, и коэффициент шума $K_{\text{ш}}$ в рабочем режиме, зависящий от тока $I_{\text{пр}}$ через диод и параметров эквивалентной схемы $r_{\text{диф}}$, $C_{\text{пер}}$, $r_{\text{с}}$.

Обращенный переключательный диод используется в быстродействующих импульсных переключательных схемах, в схемах детекторов малых сигналов и смесителей диапазона СВЧ. Вольт-амперная характеристика обращенного диода не имеет участка отрицательного сопротивления, так как концентрация примесей в p - и n -областях составляет $10^{18} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что соответствует границе вырождения полупроводников. Поэтому туннельный ток существует только при обратных напряжениях на переходе. Рабочим участком обращенного диода является обратная ветвь ВАХ, что и отражено в его названии. Ток на рабочем участке диода обусловлен только явлениями туннелирования носителей через переход, а следовательно, диффузионная емкость перехода $C_{\text{диф}} = 0$, накопление носителей в базе диода отсутствует.

Значит, обращенный диод работает на более высоких частотах по сравнению с обычными. Обращенные диоды, как правило, изготавливают бескорпусными для минимизации паразитных емкостей и индуктивностей. Они работают на частотах до 30...50 ГГц. Для их изготовления применяются материалы с высокой подвижностью носителей, такие как фосфид, арсенид и антимонид индия, арсенид галлия. В настоящее время промышленность выпускает диоды на арсениде галлия и германии.

5.3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ (ДИОДЫ)

Простой контакт металл – полупроводник представляет собой нелинейное сопротивление, которое используется в большинстве СВЧ-диодов. Подобные приборы называются диодами с барьером Шоттки. В случае приложения прямого смещения из-за инжекции основных носителей из полупроводника в металл начинает протекать ток. Эффекты неосновных носителей практически не сказываются. В отличие от диодов с p – n -переходом, у диодов с барьером Шоттки отсутствуют время обратного восстановления и емкость накопленных зарядов. Их вольт-амперные характеристики и C – U -характеристики качественно похожи на характеристики диода с p – n -переходом, но приборы с барьером Шоттки имеют более резкую прямую ветвь, меньшее напряжение включения, меньшие последовательное сопротивление и напряжение пробоя.

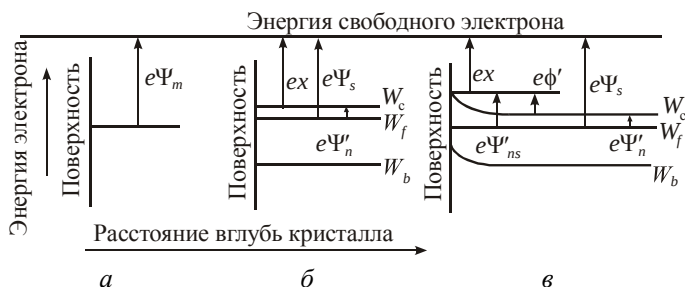


Рис. 5.6. Диаграммы энергетических уровней металла и полупроводника:

a – металла; b – идеального полупроводника; $в$ – реального полупроводника

В реальном полупроводнике на его поверхности имеются неоднородности, что приводит к отсутствию на ней электронейтральности. Непосредственно под поверхностью образуется заборный слой (положительный), который искажает границы зон, что отражено потенциалом $e\phi'$. Энергетические уровни отдельно металла, идеального и реального полупроводников показаны на диаграмме (рис. 5.6). Если сблизить оба материала, т.е. произвести контакт, то между ними установится равновесие и в соответствии с законом термодинамики их уровни Ферми должны совпасть (рис. 5.7). По мере приближения двух поверхностей поле, определяемое выражением $e\Psi_m - e\Psi_s$, будет возрастать, т.е. возникнет $e\Delta = e\Psi_m - e\Psi_s$. Это и есть влияние поверхностного заряда на полупроводнике. ω_0 – ширина заборного слоя, как правило, $\omega_0 \ll 1000 \text{ \AA}$.

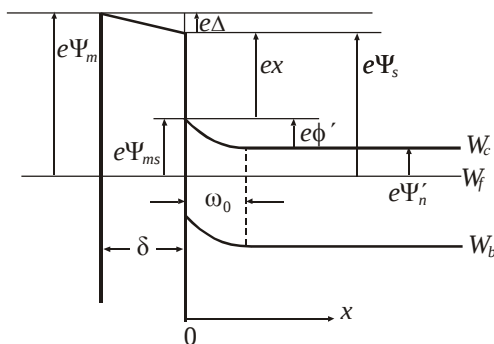


Рис. 5.7. Энергетическая диаграмма барьера Шоттки

Реально технология обеспечивает $\delta = 0,5...5 \text{ \AA}$. Такой тонкий промежуточный слой достаточен для того, чтобы носители перемещались между металлом и полупроводником. Максимальная высота барьера по отношению к носителям известна как высота барьера металл – полупроводник:

$$e\Psi_{ms} = e\Psi_m - ex - e\Delta.$$

Следует заметить, что поверхностный заряд $e\Delta$ в принципе может иметь любую полярность, зависящую от химических свойств поверхности

полупроводника и положения поверхностных состояний в энергетическом поле. В зависимости от полярности и величины заряда поверхности $e\Delta$ может иметь любой знак.

Высота заборного слоя $e\phi'$ может быть получена из решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon},$$

где $\rho = eN_D$, и она равна

$$e\phi' = e\Psi_{ms} - e\Psi'_n = \frac{N_De\omega_0^2}{2\varepsilon},$$

где e – заряд электрона; N_D – уровень концентрации; ε – диэлектрическая постоянная.

Если мы к такому соединению металла с полупроводником приложим внешнее напряжение, то на основании записанной формулы получим диаграммы, представленные на рис. 5.8. Здесь

$$e(\phi' - U_A) = \frac{N_De\omega^2}{2\varepsilon}, \quad (5.1)$$

где ω – новая ширина заборного слоя, возникшего в результате воздействия внешнего напряжения.

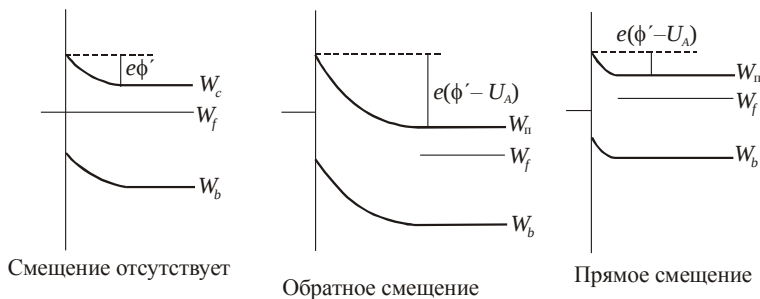


Рис. 5.8. Диаграммы при подаче смещения

Из уравнения (5.1) можно получить величину поверхностной плотности заряда, накопленного в заборном слое:

$$\frac{Q}{A} = eN_D\omega = \sqrt{2\varepsilon l U_t N_D},$$

где Q – плотность заряда; $U_t = \phi' - U_A$; A – единица площади; l – длина запорного слоя.

Отсюда емкость на единицу площади определяется так:

$$\frac{C}{A} = \frac{1}{A} \frac{dQ}{dU_t} = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon N_D}{2U_t}}.$$

Из этого уравнения ясна зависимость емкости от распределения концентрации носителей в глубину полупроводника и приложенного к переходу напряжения.

Выражение для емкости, переписанное в виде

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2U_t}{A^2 \epsilon \epsilon N_D},$$

показывает зависимость емкости от U_t . Это прямая линия, если N_D постоянно, но N_D изменяется по глубине и это уравнение не дает прямой линии, т.е. $C \cong U_t^{-1/2}$, и зависимость емкости от напряжения нелинейна.

Если материал на поверхности полупроводника имеет намного меньшую плотность доноров по сравнению с той, которая в остальном образце (на глубине примерно 1000... 10 000 Å), то такой барьер, возникающий от контакта с металлом, называют барьером Мотта. В тонком высокоомном i -слое падает все приложенное к барьеру напряжение, поэтому толщина обедненного слоя в n^+ -области пренебрежимо мала и не зависит от смещения, т.е. сопротивление и емкость перехода определяются толщиной i -слоя и меньше, чем у диода с барьером Шоттки такой же площади. Поэтому постоянная времени $\tau = Z_s C_j$, потери и шумы диода с барьером Мотта меньше, а нелинейность ВАХ больше, в результате возрастает частотный предел работы. Кроме того, благодаря наличию i -слоя электрическая прочность диода с барьером Мотта выше.

5.4. ДИОД ГАННА

Диод Ганна представляет собой кристалл арсенида галлия с двумя омическими контактами. Активная часть диода обычно имеет длину $L = 1...100$ мкм и концентрацию легирующих донорных примесей $N_D = 2 \cdot 10^{14} ... 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. По краям кристалла слои полупро-

водника с повышенной концентрацией примеси $10^{18} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$, которые служат для создания омических контактов. Типичные значения диаметра кристалла $d = 50 \dots 250 \text{ мкм}$. Как видно, диод Ганна – это полупроводниковый прибор с двумя электродами, не содержащий p – n -переходов. Эффект Ганна, открытый в 1963 году, состоит в том, что при подаче на диод постоянного напряжения, превышающего некоторый пороговый уровень $U_{\text{пор}}$, возникают периодические колебания тока. Частота этих колебаний обратно пропорциональна длине активной части диода L :

$$f_{\text{пр}} = \frac{100}{l},$$

где $f_{\text{пр}}$ – частота, ГГц; l – длина активной части, мкм.

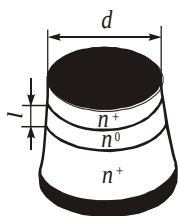


Рис. 5.9. Конструкция диода

Нижний электрод n^+ называют катодом, верхний n^+ – анодом (рис. 5.9). К катоду подключают отрицательный полюс источника, к аноду – положительный. Таким образом, в отличие от многих типов автогенераторов, где колебания создаются в резонаторе, генераторы на диодах Ганна в принципе могут работать и без резонансных колебательных систем [10].

Внутри любого полупроводника существует пространственно-периодическое поле, созданное разнородными заряженными ионами при ионной связи, а при ковалентной связи – положительно заряженными – «неполными» атомами (остатками) и электронами. Влияние этого поля усложняет задачу описания движения электронов под действием внешнего поля, однако из квантовой теории следует, что усредненные по периоду внутрикристаллического поля параметры движения можно описать уравнениями классической физики при замене в них массы электрона m на некоторую *эффективную массу* m^* . Так, усредненная скорость электрона при его движении во внешнем поле E может быть найдена с помощью классического уравнения:

$$m^* \frac{dU}{dt} = -qE.$$

Величина эффективной массы зависит от материала и структуры кристалла, а также энергии носителя заряда. Соотношение между энерги-

ей свободного электрона и его импульсом p (или волновым числом $k = p/\hbar$, где $\hbar = h/2\pi$, а h – постоянная Планка) также можно записать через эффективную массу:

$$E = \frac{p^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}.$$

Дважды дифференцируя это выражение по k , получаем формулу

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk^2}, \quad (5.2)$$

которую используют для вычисления эффективной массы электрона по зависимости $E(k)$. Как правило, эта зависимость немонотонна, а при определенных условиях приводит к отрицательной дифференциальной проводимости полупроводникового материала. Особенность этой зависимости – наличие двух минимумов, называемых *энергетическими долинами* (рис. 5.10). Полупроводники, описываемые подобной зависимостью $E(k)$, называют *двухдолинными*.

Минимальная энергия электронов при $K = 0$ соответствует дну зоны проводимости. Две долины – верхняя 2 и нижняя 1 – отделены друг от друга зазором в $\Delta\epsilon$, значительно меньшим, чем ширина запрещенной зоны ΔE_0 (для GaAs $\Delta\epsilon = 0,36$ эВ, а $\Delta E_0 = 1,42$ эВ). Зависимость $E(k)$ в окрестностях обоих минимумов хорошо аппроксимируется параболой (штриховые линии), поэтому согласно формуле (5.2) эффективные массы электронов верхней и нижней долин почти постоянны, но имеют разные значения из-за разной ширины долин. Так, для арсенида галлия ($m_1^* = 0,072 m$, а $m_2^* = 1,2 m$) подвижность электронов равна

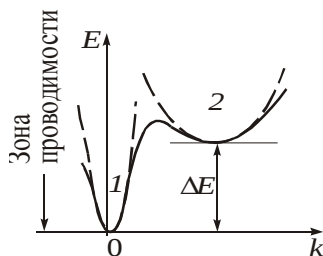


Рис. 5.10. Энергетическая диаграмма полупроводника из арсенида галлия

Здесь τ_c – среднее время между столкновениями с решеткой); у GaAs $\mu_1 = 8 \cdot 10^3$ см/В·с и $\mu_2 = 10^2$ см/В·с. А это значит, что дрейфовая

$$\mu = \frac{q\tau_c}{m^*}.$$

Здесь τ_c – среднее время между столкновениями с решеткой); у GaAs $\mu_1 = 8 \cdot 10^3$ см/В·с и $\mu_2 = 10^2$ см/В·с. А это значит, что дрейфовая

скорость электронов нижней долины ($V_{др1} = \mu_1 E$) почти на два порядка больше скорости электронов верхней ($V_{др2} = \mu_2 E$).

При комнатной температуре средняя энергия свободных электронов мала и почти все они находятся в нижней долине. Увеличение температуры кристалла приводит к росту средней энергии электрона, и они, преодолевая барьер ΔE , переходят в верхнюю долину, опустошая нижнюю. Этот процесс называется *междолинным переходом*.

Энергия электрона может увеличиваться не только от разогрева, но и с помощью внешнего электрического поля E , изменяя напряженность которого, можно управлять междолинным переходом. Значение напряженности внешнего поля E , при котором начинается интенсивный междолинный переход, называют *пороговым* и обозначают $E_{п}$. Для арсенида галлия $E_{п} \approx 3,2$ кВ/см.

Найдем плотность дрейфового тока, протекающего в нижней и верхней долинах в случае приложения внешнего поля E :

$$\xi(E) = qn_1(E)\mu_1 E + qn_2(E)\mu_2 E, \quad (5.3)$$

где $n_1(E)$ и $n_2(E)$ – концентрация электронов в нижней и верхней долинах, зависящая от напряженности внешнего поля E . Нужно отметить что полная концентрация $n_0 = n_1(E) + n_2(E)$ не зависит от внешнего поля E , так как она определяется только концентрацией доноров. Умножив и разделив правую часть уравнения (5.3) на n_0 , получим

$$\xi(E) = qn_0\mu_{ср}(E)E, \quad (5.4)$$

где

$$\mu_{ср}(E) = \frac{\mu_1 n_1(E) + \mu_2 n_2(E)}{n_0} \quad (5.5)$$

– это усредненная подвижность по двум долинам. Учитывая это, уравнение (5.4) можно переписать так:

$$\xi(E) = qn_0 V_{др}(E), \quad (5.6)$$

где $V_{др}(E) = \mu_{ср}(E)E$ – усредненная по двум долинам дрейфовая скорость.

Таким образом, усредненная дрейфовая скорость электронов в зависимости от внешнего поля полностью определяет ток через полупроводник в случае приложения к нему внешнего поля E . При слабых внешних полях ($E < E_1$) почти все электроны находятся в нижней долине, т.е. $n_1 \approx n_0$, $n_2 \approx 0$, и в соответствии с уравнением (5.5) $\mu_{\text{ср}} \approx \mu_1$. При $E > E_1$ в результате «разогрева» электронов полем начинается интенсивный междолинный переход, вследствие чего в диапазоне $E_1 < E < E_2$ значение n_1 уменьшается, а n_2 растет (рис. 5.11).

При $E > E_2$ нижняя долина практически опустошена, а верхняя заполнена, т.е. $n_1 \approx 0$, а $n_2 \approx n_0$; то $\mu_{\text{ср}} \approx \mu_2$.

Зависимость средней подвижности и дрейфовой скорости электронов от поля показана на рис. 5.11, б, в. На характеристике $V_{\text{др}}(E)$ имеется падающий участок, начинающийся при пороговом напряжении поля $E_{\text{п}}$. Из уравнения (5.6) видно, что плотность тока зависит от напряженности поля так же, как и дрейфовая скорость. Полный ток диода зависит от площади его поперечного сечения S , $I = \xi S$, а напряжение на диоде $U = EL$, где L – длина диода. Тогда

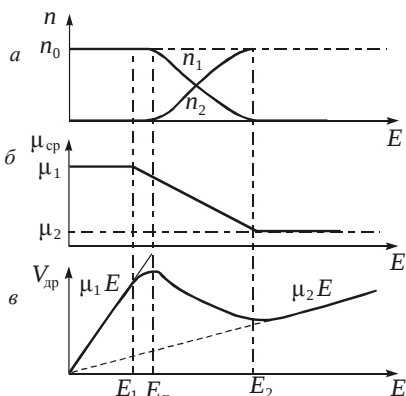


Рис. 5.11. Зависимость концентрации носителей (а), их подвижности (б) и дрейфовой скорости электронов (в) от внешнего напряжения

$$I(U) = qn_0SV_{\text{др}}\left(\frac{U}{L}\right). \quad (5.7)$$

Это выражение определяет вольт-амперную характеристику диода Ганна при однородном распределении электрического поля по продольной координате.

На рис. 5.12 показана зависимость дрейфовой скорости электронов от напряжения внешнего поля. Согласно уравнению (5.7) зависимость тока от приложенного напряжения ее повторяет.

Дифференциальная проводимость диода равна

$$g(U) = \frac{dI}{dU} = \frac{qn_0SV_{\text{др}}(E)}{LdE}.$$

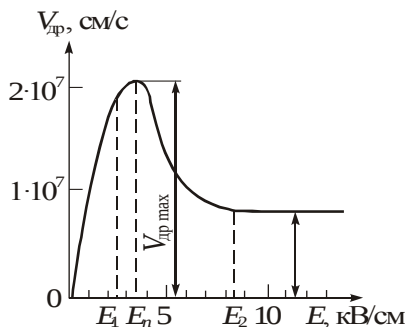


Рис. 5.12. Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности внешнего поля

В диапазоне напряжений от $U_1 = E_1 L$ до $U_2 = E_2 L$ она отрицательна и может компенсировать потери в подсоединенной к диоду пассивной цепи, что открывает возможность использовать его для генерации или усиления колебаний. Найденная нами зависимость $V_{др}(E)$ (см. рис. 5.11) несколько отличается от экспериментальной зависимости (рис. 5.12) для образца из арсенида галлия.

5.4.1. Доменная неустойчивость тока в диодах Ганна

Обеспечить абсолютную однородность электрического поля по длине образца практически невозможно, так как из-за неизбежной неравномерности распределения легирующей примеси и дефектов кристаллической решетки удельное сопротивление материала неоднородно от сечения к сечению образца, что и приводит к соответствующим отклонениям электрического поля. Такие отклонения особенно заметны вблизи от контактов. Особое внимание на процессы в диодах Ганна оказывает слой в прикатодной области, напряженность поля в котором выше, чем в остальной части диода (рис. 5.13). Пусть в первоначальный момент времени t_0 напряженность поля как в δ -слое E_δ , так и вне его E_m несколько больше пороговой напряженности E_n (рис. 5.13, а). В этом случае в любом сечении диода $dV_{др}/dE < 0$, чему соответствует падающий участок характеристики, представленной на рис. 5.12. Так как $E_\delta > E_{вн}$, на этом участке $V_{др(\delta)} < V_{др(вн)}$, отсюда следует, что в δ -слое накапливается избыточный отрицательный заряд, поскольку электроны подходят к этому слою слева с большей скоростью, чем движутся в нем. С другой стороны δ -слоя появляется дефицит электронов, так как они, двигаясь вне его с большей скоростью, «убегают» от него. Появляется диполь, который называют

доменом сильного поля. Нарастая во времени, собственное поле домена снижает дрейфовую скорость движущихся в нем электронов, что стимулирует дальнейшее накопление избыточного заряда, а это дополнительно увеличивает поле домена. Поскольку сумма падений напряжения на домене и вне его остается постоянной (она равна напряжению питания диода), с ростом напряженности поля домена E_d уменьшается напряженность поля вне его $E_{вн}$, становясь меньше пороговой ($E_{вн} < E_{п}$).

На рис. 5.13, а, б, в показано распределение концентрации электронов $n(x)$ и напряженности электрического поля $E(x)$ в момент окончания формирования домена t_0 (сплошные линии) и через некоторое время ($t > t_0$) (штриховые линии). Важно отметить, что отрицательная проводимость существует только в области движущегося домена, где

$$E(x) > E_{п} \quad \text{и} \quad \frac{dV_{др}}{dE} < 0.$$

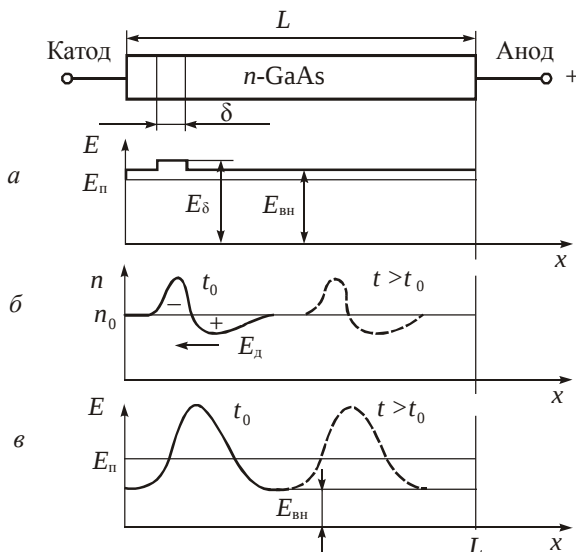


Рис. 5.13. Распределение поля (а), тока (б) и напряженности (в) по длине диода

Достигая анода, домен рассасывается, и на короткое время восстанавливается исходное, почти равномерное, распределение поля (рис. 5.13, а), затем в δ -слое зарождается новый домен и процесс повторяется. Возникновение домена сопровождается падением дрейфовой скорости электронов как в домене, так и во внешней по отношению к нему области. Ток диода снижается, поскольку он прямо пропорционален дрейфовой скорости электронов как в домене, так и во внешней по отношению к нему области. Соответственно снижается и ток диода, поскольку он прямо пропорционален дрейфовой скорости электронов $I = qn_0SV_{др}(E)$. Изменение тока во времени показано на рис. 5.14.

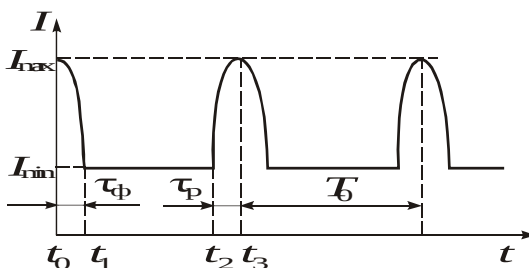


Рис. 5.14. Изменение тока диода во времени

В момент времени t_0 домен отсутствует; при этом $I = I_{\max}$. В интервале времени $\tau_\phi = t_1 - t_0$ у катода формируется домен, ток спадает до $I = I_{\min}$ и сохраняется таким в течение времени пролета домена до анода. При $t = t_2$ домен достигает анода и рассасывается в интервале времени $\tau_p = t_3 - t_2$; при этом ток возрастает и процесс повторяется.

5.4.2. Время формирования домена

Для образования стабильного домена необходимо, чтобы время его формирования τ_ϕ было меньше времени пролета электрона от катода к аноду $T_0 = L/V_q$, где L – длина активной части диода, а V_q – скорость перемещения домена. Тогда

$$\tau_\phi < \frac{L}{V_q}. \quad (5.8)$$

Формирование домена считается завершенным, когда скорости электронов в домене и вне его становятся равными, т.е. $V_q = V_{др}$. Исходя из теории физики полупроводников выражение для времени формирования имеет вид

$$\tau_{\phi} = \frac{\zeta \epsilon \epsilon_0}{qn_0 |\mu_{\text{диф}}|_{\text{max}}}, \quad (5.9)$$

где $\epsilon \epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость материала; $|\mu_{\text{диф}}|_{\text{max}}$ – наибольшее значение абсолютной величины дифференциальной подвижности электронов на падающем участке зависимости $V_{др}(E)$; ζ – коэффициент, равный 5...20. (Коэффициент ζ тем больше, чем меньше начальная неоднородность поля вдоль диода и чем больше напряжение питания его U_0 .)

Используя выражение (5.9), неравенство (5.8) можно переписать в виде

$$n_0 L > \frac{\zeta \epsilon \epsilon_0 V_q}{q |\mu_{\text{диф}}|_{\text{max}}}. \quad (5.10)$$

Это неравенство называют *условием формирования домена*. Если оно не выполняется, то неравновесный заряд сносится к аноду, не успев превратиться в домен. В этом случае отрицательная проводимость распределена по всему объему диода.

Вольт-амперная характеристика диода Ганна в бездоменном режиме повторяет зависимость $V_{др}(E)$ и для реальных образцов диода, если условие, оговоренное уравнением (5.10), не выполнено или образование доменов предотвращено каким-либо другим способом. Необходимо отметить, что уравнение (5.7) описывает ВАХ как в статическом, так и в динамическом режиме работы диодов Ганна без доменов, вплоть до частот порядка 100 ГГц, на которых начинает сказываться конечность времени установления дрейфовой скорости при изменении напряженности электрического поля.

5.4.3. Генераторы СВЧ на диодах Ганна

Простейшая схема генератора на диоде Ганна показана на рис. 5.15. Резонатор замещен эквивалентным контуром с сосредоточенными параметрами. Эквивалентная проводимость G_3 учитывает потери в контуре и полезной нагрузке.

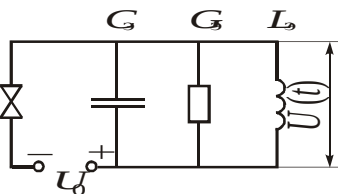


Рис. 5.15. Схема генератора на диоде Ганна

Если отрицательная проводимость диода скомпенсирует проводимость потерь G_3 , то генератор самовозбудится на частоте, определяемой реактивностями схемы. При самовозбуждении напряжение на диоде является суммой постоянной составляющей, задаваемой источником питания U_0 , и переменной составляющей $U(t)$. Поскольку отрицательная проводимость диода Ганна порождается зависимостью дрейфовой скорости электронов от поля, его быстродействие зависит от среднего времени протекания двух физических процессов: междолинного перехода и разогрева (охлаждения) электронного газа, что необходимо для осуществления перехода. Междолинный переход характеризуется средним временем $\tau_{мп} \approx 5 \cdot 10^{-14}$ с, а изменение температуры электронного газа – временем $\tau_e \approx 10^{-12}$ с. Отсюда максимальная рабочая частота оценивается по времени изменения температуры электронного газа

$$f_{0\max} \approx 1/2\pi\tau_e = 160 \text{ ГГц.}$$

Этому соответствует минимальная длина волны $\lambda_{0\min} = c/f_{0\max} = 1,9 \text{ мм}$. Таким образом, диоды Ганна работают не только в сантиметровом диапазоне, но и в большей части миллиметрового.

Режимы работы генераторов на диодах Ганна представлены ниже.

Доменные режимы			Гибридный режим	Режим ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ)	Режим отрицательной проводимости
пролетный	с задержкой домена	с гашением домена			

В доменных режимах работы генераторов на диодах Ганна очень низкий КПД (единицы процентов) и, главное, невозможно реализовать указанные режимы в чистом виде на частотах выше 1...3 ГГц вследствие значительного времени формирования домена (десятки пикосекунд), но на таких и более низких частотах диоды Ганна не выдерживают конкуренции с транзисторами. По этим причинам подробное рассмотрение доменных режимов не имеет смысла.

Режим ограниченного накопления объемного заряда. Это бездоменный режим, который может быть реализован при следующих условиях:

- амплитуда колебаний на диоде должна быть такой, чтобы за часть периода мгновенная напряженность поля опускалась ниже порогового значения

$$U_0 - U_m < U_n;$$

- период колебания должен быть значительно меньше времени формирования домена $\tau_\phi \gg T$;

- легирование используемого в диоде Ганна полупроводника должно быть очень однородным.

Все эти меры направлены на исключение образования доменов.

На рис. 5.16 представлены ВАХ диода и зависимости напряжения и тока на диоде от времени:

$$U(t) = U_0 - U_m \cos \omega t,$$

где $U_0 > U_n$. Когда $U(t)$ превышает пороговый уровень U_n , у катода начинается накопление пространственного заряда, обусловленное междолинным переходом электронов. Однако при $\tau_\phi \gg T$ активный интервал времени, в котором $U(t) > U_n$, так мал, что накопленный заряд оказывается недостаточным для образования домена. Активный интервал сменяется пассивным, в котором $U(t) < U_n$, вследствие чего в течение времени τ_0 накопленный заряд рассасывается. Благодаря этому распределение поля вдоль диода остается практически равномерным и зависимость тока от напряженности электрического поля во всех сечениях диода повторяет зависимость $V_{др}(E)$:

$$I(t) = qn_0 S V_{др} [U(t)] = qn_0 S V_{др} (U_0 - U_m \cos \omega t).$$

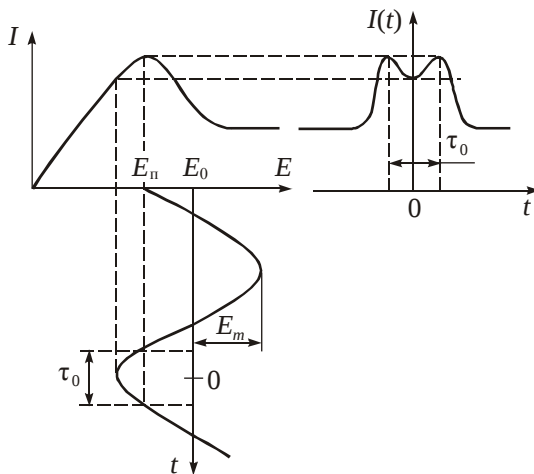


Рис. 5.16. Зависимость напряжения и тока от времени

Другими словами, междолинный переход носителей осуществляется во всем рабочем объеме прибора синхронно, и все элементы объема во время активной части периода одновременно проходят состояние с отрицательной дифференциальной проводимостью. Это означает, что частота генерации определяется только настройкой резонансной системы, не будучи связанной со временем пролета электронов, т.е. с длиной диода. Это позволяет в режиме ОНОЗ резко увеличить мощность колебания.

В доменных режимах генерация, обуславливающая колебательную мощность, создается только в области домена, остальная часть диода пассивна. В режиме ОНОЗ активен весь объем диода. Увеличение длины последнего позволяет повысить и отдаваемую мощность, поскольку при этом появляется возможность роста напряжения питания, т.е. подводимой к диоду мощности постоянного тока. Мощность генераторов на диоде Ганна в режиме ОНОЗ может превышать мощность в доменных режимах на четыре порядка. Это существенно больше мощности, достигаемой в генераторах на других полупроводниковых СВЧ-приборах.

Ограниченное накопление объемного заряда реализуется главным образом в импульсном режиме. Так, на частоте 1,0 ГГц получена импульсная мощность 6 кВт. В приборах непрерывного режима выигрыш

невелик из-за трудностей теплоотвода. Поскольку в режиме ОНОЗ частота генерации не зависит от длины диода, этот режим можно использовать в широком диапазоне длин волн, включая и миллиметровый. Максимальное значение КПД в этом режиме порядка 17 %, это существенно больше, чем в доменных режимах. Такое значение КПД достигается при $E_0 \approx 15$ кВ/см, что намного больше порогового уровня $E_n \approx 3,2$ кВ/см. Соответственно, велика и амплитуда переменного поля, так как должно выполняться условие $U_0 - U_m < U_n$.

Генератор на диоде Ганна не может возбудиться непосредственно в режиме ОНОЗ, поскольку одно из условий его существования – большая амплитуда колебаний. Поэтому вначале возбуждаются доменные колебания *пролетного типа*. Когда амплитуда напряжения на резонансном контуре удовлетворяет условию $U_0 - U_m < U_n$, генератор переходит в режим ОНОЗ. Для реализации такой схемы возбуждения приходится использовать сложную колебательную систему, одна из резонансных частот которой – рабочая, а другая, равная частоте доменных колебаний тока, вспомогательная. На практике не всегда удается осуществить режим ОНОЗ в чистом виде. Практическая работа идет в *гибридном режиме*.

Топология стабилизированного генератора на микрополосковых линиях показана на рис. 5.17. Бескорпусной диод Ганна 1 установлен в полосковом резонаторе 2, связанном через трансформирующую сопротивлением линию 7 и блокировочный конденсатор 4 с выходной линией 5. Стабилизирующий резонатор (диэлектрический) 3 емкостным способом связан с линией 7. Питание диода осуществляется через площадку 6, создающую емкость, осуществляющую развязку постоянного источника с переменным напряжением.

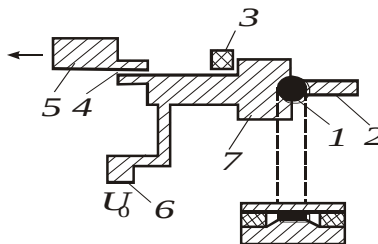


Рис. 5.17. Топология генератора на диоде Ганна

Преимущества генераторов на диоде Ганна: высокая надежность и высокая стабильность, широкий диапазон перестройки (до октавы), малый уровень флуктуаций частоты и амплитуды колебаний.

Способ повышения электронного КПД у генераторов Ганна. Причиной низкого КПД у генераторов на диодах Ганна является малый коэффициент формы импульса тока, что связано с провалом на

вершине импульса (см. рис. 5.16) и, самое главное, наличием «пьеде-стала» $I_{\min}$, который в основном определяет постоянный уровень тока через диод I_0 . Поэтому весьма важно увеличить перепад $I_{\max} / I_{\min}$ на вольт-амперной характеристике диода, пропорционального подвижности носителей μ , зависящей от качества материала и температуры, в которой работает диод $\mu \approx 1/T$; следовательно, чем чище материал и лучше теплоотвод, тем выше КПД.

5.5. ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЕ СВЧ-ДИОДЫ

5.5.1. Взаимодействие носителей заряда с кристаллической решеткой в сильном электрическом поле

В слабом электрическом поле ($E < 10^3$ В/см) энергия носителей заряда сравнительно мала и достаточна лишь для возбуждения акустических колебаний кристаллической решетки (акустических фононов). Поэтому потери энергии при столкновениях с решеткой невелики и дрейфовая скорость носителей заряда растет пропорционально напряженности электрического поля $V_{\text{др}} = \mu E$, где μ – подвижность носителей заряда – величина постоянная. В этом случае полупроводник ведет себя как линейный резистор, сопротивление которого не зависит от напряженности поля.

В сильном электрическом поле носители не успевают отдавать решетке всю энергию, приобретаемую от поля за время свободного пробега, в результате их средняя энергия увеличивается. Это обстоятельство позволяет говорить о *разогреве носителей заряда* и называть *горячими* те носители, энергия которых значительно превышает среднюю тепловую энергию носителей в состоянии равновесия.

В сильных полях появляется эффект, связанный с нарушением линейной связи между дрейфовой скоростью носителей заряда $V_{\text{др}}$ и напряженностью электрического поля E . При $E > 10^3$ В/см энергия носителей становится достаточной для возбуждения оптических колебаний решетки (оптических фононов). При этом потери энергии из-за столкновений с решеткой возрастают настолько, что увеличение дрейфовой скорости носителей с повышением напряженности поля сначала замедляется, а при $E > 10$ В/см прекращается совсем. Последнее эквива-

лентно уменьшению подвижности носителей с ростом напряженности поля. Это явление получило название *насыщения дрейфовой скорости*. На рис. 5.18 показана типичная зависимость $V_{др}(E)$. Кривая 1 относится к кремнию и германию. Величина насыщения дрейфовой скорости $V_{нас}$ обычно близка к 10^7 см/с. В некоторых материалах группы A_3B_5 (арсенид галлия, фосфид индия) зависимость $V_{др}(E)$ более сложная: перед переходом к насыщению дрейфовая скорость достигает максимума (кривая 2). Эта особенность рассмотрена в разд. 5.4.

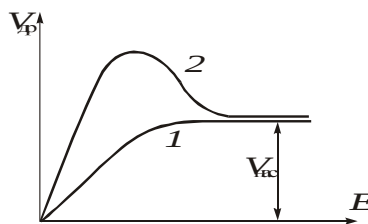


Рис. 5.18. Зависимость дрейфовой скорости носителей от напряженности поля у различных полупроводников

В очень сильных полях проявляется еще один важный эффект — *ударная ионизация атомов кристаллической решетки*. Она происходит в тех случаях, когда энергия носителей заряда, сталкивающихся с решеткой, превышает энергию связи валентных электронов с атомами. При ионизации валентный электрон отрывается от атома и переходит в зону проводимости. Этот процесс становится существенным при напряженности поля, превышающей 10^5 В/см. Процесс ионизации характеризуется коэффициентами ударной ионизации α_n для электронов и α_p для дырок. Эти коэффициенты определяются как среднее число электронно-дырочных пар, генерируемых на единице пути (1 см) электроном или дыркой. Коэффициенты α_n и α_p сильно зависят от напряженности поля (увеличение поля в два раза приводит к увеличению коэффициентов на один-два порядка) [11].

5.5.2. Статический режим работы лавинно-пролетных СВЧ-диодов. Лавинный пробой p^+ - n -перехода

Ударная ионизация вызывает лавинное размножение носителей при напряженности электрического поля E , превышающей 10^5 В/см. Реализовать такие поля в однородных полупроводниках невозможно. Из-за нагрева током проводимости тепловой пробой произойдет раньше, чем начнется лавинное размножение носителей. Поэтому для соз-

дания лавинных приборов используют барьерные переходы в режиме обратного включения. В обедненном слое перехода легко получить поля напряженностью порядка 10^5 В/см без опасности теплового разрушения, поскольку обратный ток перехода очень мал. Рассмотрим типичную для лавинно-пролетных диодов (ЛПД) структуру – резко несимметричный p^+n -переход – и проанализируем его работу в статическом режиме при обратном включении.

На рис. 5.19 приведена схема диода с несимметричным p – n -переходом: изменение коэффициента ударной ионизации (α), распределение концентрации легирующих примесей (a) и изменение напряженности электрического поля E (b) вдоль диода. Цифры на осях соответствуют сантиметровому диапазону волн. Поскольку легирующая примесь распределена в n -области равномерно, поле пространственного заряда в соответствии с уравнением Пуассона спадает в переходе по линейному закону

$$E = \frac{E_{\max}(l - x)}{t},$$

где $l = \frac{\epsilon\epsilon_0 E_{\max}}{qN_d}$ – толщина обедненного слоя; $\epsilon\epsilon_0$ – относительная ди-

электрическая проницаемость слоя полупроводника и проницаемость вакуума; N_d – концентрация донорной примеси в базе диода.

В лавинно-пролетных диодах сантиметрового диапазона длин волн для повышения их надежности и долговечности толщина обедненного слоя l обычно меньше расстояния l_k между контактами p^+ и n^+ , т.е. диод не «проколот» (под проколом понимают распространение поля пространственного заряда до контакта n^+). Максимальная напряженность поля $E_{\max}$ имеет место на границе p^+n -перехода. В сильнолегированную p^+ -область поле практически не проникает. Коэффициент ионизации α , зависящий от напряженности поля, снижается при ее уменьшении очень быстро, поэтому ионизация в основном происходит в узком слое n -области, в котором напряженность электрического поля близка к максимальной. Этот слой называется *слоем умножения*.

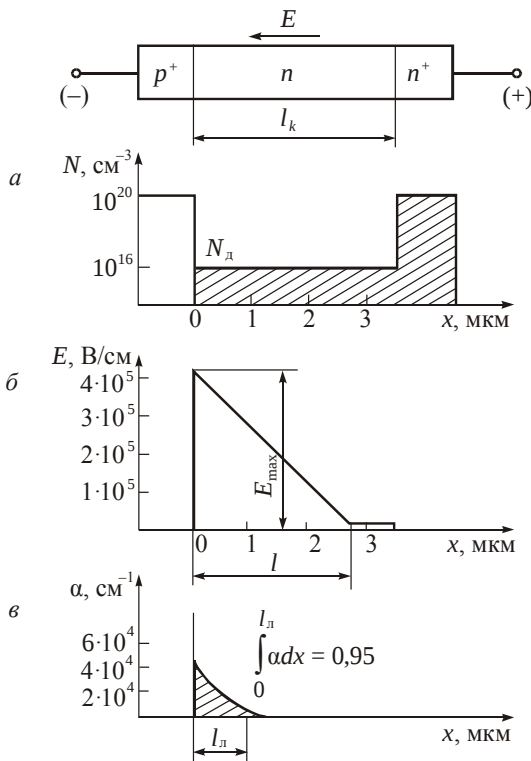


Рис. 5.19. Схема диода с несимметричным p - n -переходом:

a – распределение концентрации легирующей примеси; b – распределение электрического поля вдоль диода; $в$ – изменение коэффициента ударной ионизации

Ток при обратном смещении перехода обусловлен экстракцией неосновных носителей заряда. Электроны, экстрагированные из p^+ -области, на левой границе перехода ($x = 0$) создают начальный ток I_{n0} , а дырки, экстрагированные из нейтрального участка n -области, образуют на правой границе перехода ($x = l$) начальный ток I_{p0} . Именно эти носители заряда инициируют процесс лавинного размножения – возникновение новых пар носителей в результате ударной ионизации. При этом образованные дырки дрейфуют налево, а электроны – направо, причем их количество возрастает по мере приближения к гра-

ницам. Изменение электронного и дырочного токов в переходе показано на рис. 5.19, б. В статическом режиме полный ток через переход $I = I_n + I_p$ не зависит от координаты. Интенсивность процесса ударной ионизации характеризуется коэффициентом лавинного умножения $M = I/I_s$, который показывает, во сколько раз возрастает обратный ток перехода за счет ударной ионизации по сравнению с тепловым током $I_s = I_{n0} + I_{p0}$. При напряжении на диоде, равном пробивному, коэффициент M стремится к бесконечности, т.е. ток через переход неограниченно нарастает: это явление называют *лавинным пробоем*. Условие лавинного пробоя имеет вид

$$\int_0^l \alpha(E) dx = 1.$$

Физический смысл этого уравнения заключается в том, что каждый носитель, вошедший в переход, и каждая пара электрон – дырка, возникшая в переходе, порождают в среднем по одной электронно-дырочной паре. Для арсенида галлия при концентрации донорной примеси в базе $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ величина пробивного напряжения $E_{\text{max}} = 4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, а длина обедненного слоя примерно равна 3 мкм.

Из рис. 5.20 видно, что между слоем умножения, где в основном происходит ударная ионизация, и остальной частью обедненной области нет четкой границы, обычно слой умножения l_n определяется из усло-

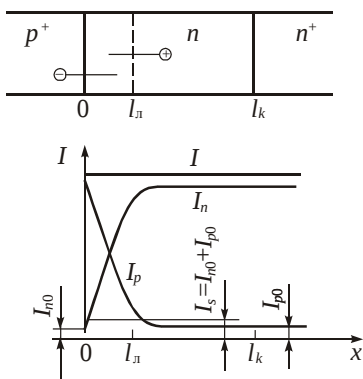


Рис. 5.20. Изменение потока электронов и дырок по длине диода

вия, что внутри него генерируется 90...95 % электронно-дырочных пар. Величина l_n , как правило, не превышает четверти длины обедненного слоя. Участок обедненного слоя от координаты $x = l_n$ и $x = l$ называют *слоем дрейфа* или *пролетным пространством*, а его длину $l_{\text{др}} = l - l_0$ – длиной дрейфа. В слое дрейфа электроны движутся с постоянной скоростью насыщения $v_{\text{нас}}$, поскольку почти во всей области дрейфа напряженность электрического поля больше 10^4 В/см . Дырки, возникающие при генерации пар в слое умножения, втягиваются полем в p^+ -область.

Статическая характеристика ЛПД приведена на рис. 5.21. При небольших обратных напряжениях ток практически не зависит от напряжения и равен тепловому току перехода I_s (току насыщения). Этот ток обусловлен неосновными носителями. При значительном увеличении U обратный ток резко возрастает, это происходит при $U = U_{пр}$, когда возникает лавинный пробой. Отметим, что в этой области, которая для ЛПД является рабочей, регулирование тока осуществляется внешней цепью.

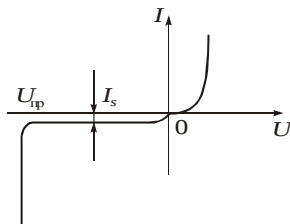


Рис. 5.21. Статическая характеристика ЛПД

С целью стабилизации выбранного режима необходимо использовать источник питания с большим внутренним сопротивлением или включить последовательно с источником напряжения балластный резистор, сопротивление R_6 которого должно быть значительно больше дифференциального сопротивления диода r_6 на лавинном участке характеристики, для ограничения тока через диод:

$$I = \frac{E - U_{пр}}{R_6}.$$

5.5.3. Принцип действия генератора на лавинно-пролетных диодах

Мощность лавинно-пролетных диодов значительно превышает мощность диодов Ганна, но шумы и рабочие напряжения на них тоже выше. Такие диоды могут работать в колебательных режимах разного типа. Из них самым распространенным является так называемый ИМРАТТ-режим (Impact Avalanche – ударная лавинная ионизация и Transit Time – пролетное время). Обычно наивысший КПД преобразования мощности постоянного тока в мощность переменного в ИМРАТТ-режиме достигается на частоте, близкой к «пролетной», и на сегодня составляет порядка 20 %. Второй тип колебаний имеет существенно более высокий КПД 50 %, но рабочая частота, которая много ниже пролетной, достигается подачей большого смещения, и на краю диода может периодически возникать область лавинного умножения, которая затем быстро пробегает через весь диод. После пробега облас-

ти лавинного умножения диод оказывается заполненным электронно-дырочной плазмой столь высокой концентрации, что ее объемный заряд сбрасывает внешнее напряжение на диоде до очень низкого значения. Поскольку рассасывание плазмы – процесс довольно длительный, этот тип колебаний с «захваченной» плазмой назван TRAPATT-колебаниями (Trapped Plasma – захваченная плазма, Avalanche Triggered Transit – пробег области лавинного умножения).

Таким образом, работа ЛПД определяется в основном двумя физическими процессами: дрейфом носителей под действием электрического поля и лавинным умножением, которое возникает, когда электрическое поле достаточно велико ($3 \dots 6 \cdot 10^5$ В/см). Носители разгоняются в нем до энергий, при которых они могут ударной ионизацией генерировать электронно-дырочные пары. Предположим, что обратное напряжение на диоде кроме постоянной составляющей содержит СВЧ-переменную (гармоническую) $U = U_0 + U_1 \sin \omega t$. Если U_0 выше напряжения пробоя $C_{пр}$, то при $U_1 = 0$ через диод протекает постоянный лавинный ток, значение которого определяется при данном U_0 сопротивлением цепи питания R_0 . При $U_1 \neq 0$ коэффициент ударной ионизации, зависящий от напряженности поля в слое умножения, становится периодической функцией времени. Это приводит к появлению переменной составляющей лавинного тока $I_{л}$. В целом процесс лавинообразования запаздывает по отношению к полю в слое умножения. Поэтому в течение всего положительного полупериода СВЧ-поля происходит накопление числа носителей в слое умножения. В результате лавинный ток, обусловленный дрейфом этих носителей, будет возрастать до тех пор, пока поле не уменьшится до среднего значения. Соответственно максимальное значение лавинного тока достигается лишь к концу положительного полупериода СВЧ-поля. Таким образом, ток лавины $I_{л}(t)$ отстает от переменной составляющей поля примерно на 90° . Это поясняет рис. 5.22, на котором показано изменение переменной составляющей напряжения на диоде $U_1 \sin \omega t$ и тока лавины $I_{л}(t)$. При больших значениях U_1 ток приобретает вид резких периодических импульсов, что связано с сильной зависимостью коэффициента ионизации от поля.

Если длина слоя дрейфа $l_{др}$ выбрана так, что время пролета электронов в ней $\theta_{др}$ близко к половине периода колебаний ($\theta_{др} = T/2$),

то электронные сгустки на всей длине области дрейфа за следующий отрицательный полупериод СВЧ-поля будут тормозиться полем, передавая ему свою энергию (рис. 5.23).

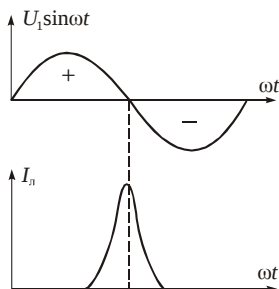


Рис. 5.22. Отставание лавинного тока от напряжения на диоде

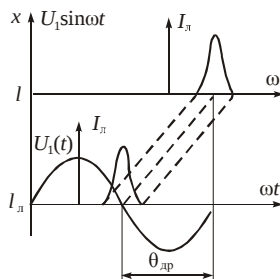


Рис. 5.23. Связь электронных сгустков с электрическим полем

Импульсы тока (сгустки) образуются в слое умножения, причем это не связано с модуляцией скорости электронов, как в клистронах: в условиях сильного поля, характерного для ЛПД, их дрейфовая скорость насыщена и уже не зависит от поля. При движении электронов в тормозящем СВЧ-поле часть энергии, отдаваемой в отсутствие СВЧ-поля решетке, передается теперь полю. В промежутках между столкновениями электроны тормозятся электрическим полем, именно здесь их кинетическая энергия преобразуется в энергию СВЧ-поля. При торможении уменьшается частота столкновений с решеткой, т.е. снижается рассеяние их энергии в кристалле. Скорость дрейфа остается неизменной, равной скорости насыщения.

При соответствующем выборе длины слоя дрейфа, равной полупериоду СВЧ-поля, где электроны передают свою энергию полю, ток лавины в конце слоя дрейфа отстает от СВЧ-поля еще на 90° , а значит, такой диод обладает динамическим отрицательным сопротивлением и может быть использован для генерации колебаний. Если абсолютная величина отрицательного сопротивления ЛПД достаточна для компенсации потерь подключенного к нему контура, то произойдет самовозбуждение колебаний на частоте, определяемой реактивными параметрами резонатора с учетом емкости обедненной области диода. То, что импульс лавинного тока запаздывает на четверть периода в области

умножения по отношению к максимуму обратного напряжения на диоде, весьма благоприятно с энергетической точки зрения, так как электроны движутся в области дрейфа только в тормозящем СВЧ-поле.

Структура ЛПД, предложенная Ридом, состоит из $p^+-n-i-n$ - или $n^+-p-i-n$ -структуры. На рис. 5.24 показаны структура и эпюры напряжений и токов, протекающих в таком диоде. Электронно-дырочные пары генерируются в области сильного поля у p^+-n -перехода (слой умножения), а область собственного материала i представляет собой пролетное пространство с почти однородным полем. На рис. 5.24, *в* приведена зонная диаграмма; генерируемые дырки уходят в p^+ -область, а электроны инжектируются в пролетное пространство, где они совершают работу, благодаря которой во внешнюю цепь передается энергия высокой частоты. Когда электрическое поле меняется синусоидально, концентрация носителей меняется несинфазно изменению поля. Даже когда поле, пройдя через максимум, убывает, концентрация носителей продолжает возрастать.

Таким образом, переменная составляющая концентрации носителей отстает от максимума поля (напряжения) примерно на 90° (рис. 5.24, *д*). Максимум поля наступает при $\theta = \pi/2$, тогда как максимум концентрации инжектируемых носителей приходится на момент $\theta = \pi$. Инжектируемые носители преодолевают пролетное пространство со скоростью насыщения. График тока наводки показан на рис. 5.24, *д*. Из сравнения графиков переменного поля и тока наводки видно, что сопротивление диода отрицательно. Поле в пролетном пространстве существенно меньше пробивного поля, поэтому здесь ударная ионизация пренебрежимо мала. Большой недостаток ЛПД – тепловой пробой в области лавинного умножения, поскольку выделяется значительное количество тепла и его нужно отводить.

В наиболее прогрессивных конструкциях ЛПД-диодов используется барьер Шоттки, поскольку максимальное поле достигается как раз на границе металл – полупроводник, благодаря чему тепло легко отводится через металл (рис. 5.24, *б* и *в*) [9].

Барьер Шоттки можно использовать и в структуре Рида (рис. 5.24, *в*). Приборы изготавливаются в форме усеченного конуса, чтобы ликвидировать краевое повышение поля и обеспечить однородный по площади пробой. Второе преимущество структур с барьером Шоттки заключается в возможности ее изготовления при сравнительно низких температурах, что позволяет сохранить первоначальное совершенство эпитаксиальной структуры.

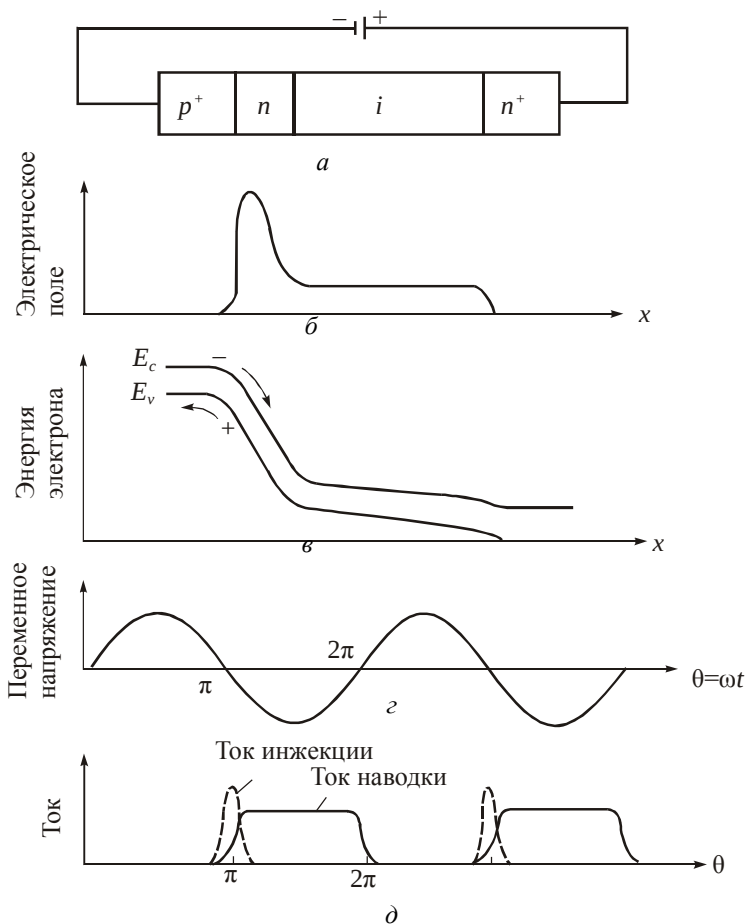


Рис. 5.24. Структура диода (а) и эпюры напряжений и токов, протекающих в диоде (б–г)

Недостатком генератора на диодах с однородным профилем легирования является сравнительно большая длина слоя умножения, составляющая в сантиметровом диапазоне волн 25...30 % от всей длины обедненного слоя, а в миллиметровом – еще больше. Из-за этого заметная часть СВЧ-напряжения падает на слое умножения, в пределах которого нет передачи энергии носителей заряда переменному полю.

В результате КПД генераторов на ЛПД с однородным профилем легирования не превышает 15...20 % в сантиметровом диапазоне волн и еще меньше в миллиметровом. Для преодоления этого недостатка разработаны диоды с неоднородным профилем легирования рабочей области, в которых длина слоя умножения уменьшена до 0,15...0,2 мкм. В генераторах на таких диодах в сантиметровом диапазоне выходная мощность достигает нескольких ватт при КПД 35...40 %.

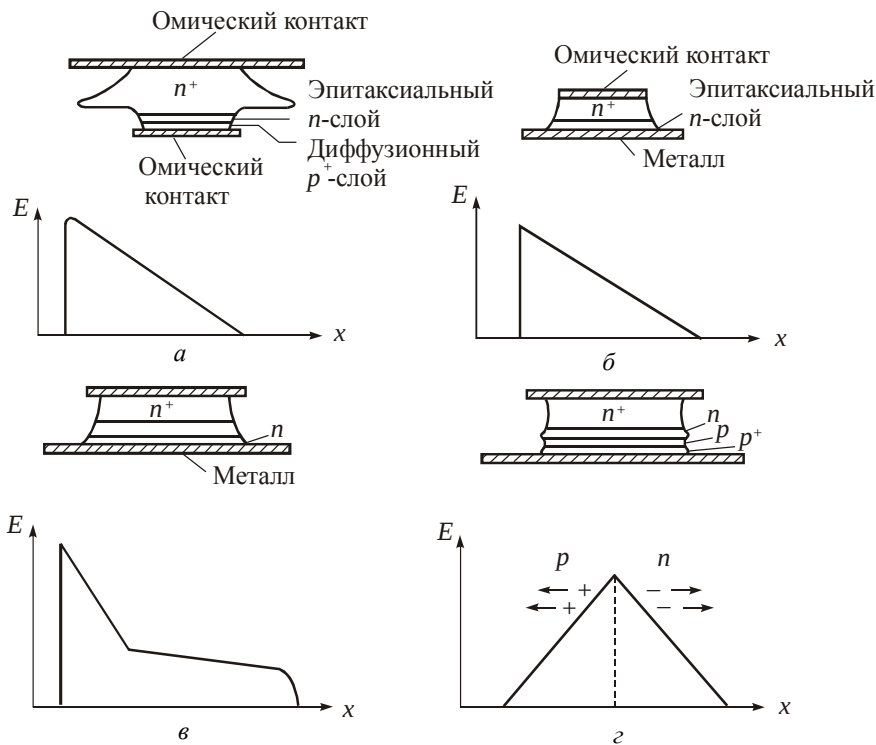


Рис. 5.25. Конструкции лавинно-пролетных диодов и распределение поля по длине диода

В генераторах миллиметрового диапазона, как правило, применяют двухпролетные ЛПД с симметричным резким p - n -переходом (рис. 5.25, z). В таких диодах имеются две области дрейфа (n -область для электронов и p -область для дырок) и общий слой умножения. Механизм передачи энергии дырок СВЧ-полю такой же, как и для элек-

тронов; различие состоит лишь в том, что этот процесс происходит в p -области. Использование двух областей дрейфа позволяет повысить выходную мощность, а увеличение общей длины обедненного слоя снижает емкость ЛПД. Поэтому двухпролетные ЛПД имеют преимущества перед однопролетными. Так, однопролетный ЛПД на частоте 50 ГГц имеет выходную мощность 0,5 Вт. При КПД 10 % двухпролетный диод на той же частоте позволяет получить мощность 1 Вт при КПД 14 %.

Типичная топология генератора на ЛПД на микрополосковых линиях показана на рис. 5.26. Бескорпусной ЛПД 1 установлен в полосковом резонаторе 2, который связан с выходной линией через трансформирующую сопротивление линию 4 и блокировочный конденсатор 3. Питание ЛПД подводится через контактную площадку 7, ограничительный резистор 6 и фильтр 5, отделяющий СВЧ-цепь от цепи питания.

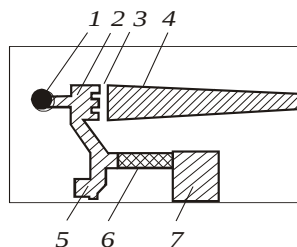


Рис. 5.26. Топология генератора на ЛПД

Энергетические параметры генераторов на ЛПД достигают 10 Вт на частоте 10 ГГц при КПД до 40 %. С ростом частоты мощность уменьшается по закону, близкому к $1/f^2$. На частоте 100 ГГц выходная мощность падает до нескольких десятков милливатт, а КПД уменьшается до 5...7 %.

В настоящее время генераторы на ЛПД – это самые мощные твердотельные источники СВЧ-колебаний. В коротковолновой части диапазона сантиметровых волн они не уступают генераторам на полевых СВЧ-транзисторах, в миллиметровом диапазоне ЛПД не имеют конкурентов среди других полупроводниковых приборов по КПД и мощности. Основные применения: передатчики радиорелейных линий связи; портативные радиолокационные станции; системы с фазированными антенными решетками; измерительная аппаратура. Высокий уровень шума и большие напряжения питания ограничивают их применение в других областях, хотя есть и параметрические усилители на ЛПД, умножители частоты, только в силу их высокочастотности.

5.6. *p-i-n*-ДИОДЫ ИЛИ ДИОДЫ С УПРАВЛЯЕМЫМ ИМПЕДАНСОМ

Эти диоды прежде всего имеют широкую область пространственного заряда, и к ним особенно применим термин *управляемый импеданс*. Проводимость таких диодов почти пропорциональна количеству накопленных неосновных носителей, но получающаяся структура накопленного заряда реагирует только на низкие частоты. Носители не могут достаточно быстро входить в слой пространственного заряда и покидать его, чтобы следовать за напряжением на СВЧ. Такой диод на СВЧ будет представлять собой квазилинейный импеданс, значение которого управляется внешним постоянным или низкочастотным переменным смещением.

Диоды с управляемым импедансом могут успешно использоваться в четырех типах устройств СВЧ: переключателях, предохранителях, модуляторах СВЧ-мощности и переменных аттенуаторах для управления амплитудой сигналов. Они состоят из сильнолегированных *p*- и *n*-областей, разделенных слоем сравнительно чистого высокоомного полупроводника с концентрацией примеси порядка $10^{12} \dots 10^{13} \text{ см}^{-3}$, близкого по свойствам к собственному *i*-полупроводнику. Толщина высокоомной области для различных приборов составляет от 3 до 150 мкм в зависимости от мощности и быстродействия. Емкость таких структур определяется толщиной *i*-го слоя и значительно меньше, чем у *p-n*-переходов. Это позволяет увеличивать площадь структур, а значит, и повышать предельно допустимую рассеиваемую мощность прибора. По этой же причине пробивное напряжение у таких структур может составлять сотни вольт – единицы киловольт. В реальных структурах высокоомная область имеет электронную или дырочную электропроводность, поэтому их называют соответственно $p^+ - v - n^+$ или $p^+ - \pi - n^+$ -структурами.

Пусть высокоомная область имеет дырочную электропроводность, толщина ее w достаточно велика, а переходы $p^+ - \pi$ и $\pi - n^+$ являются резкими. Тогда распределение концентрации примеси, объемного заряда и напряженности электрического поля в полупроводниковой структуре при нулевом и большом обратном смещении будет

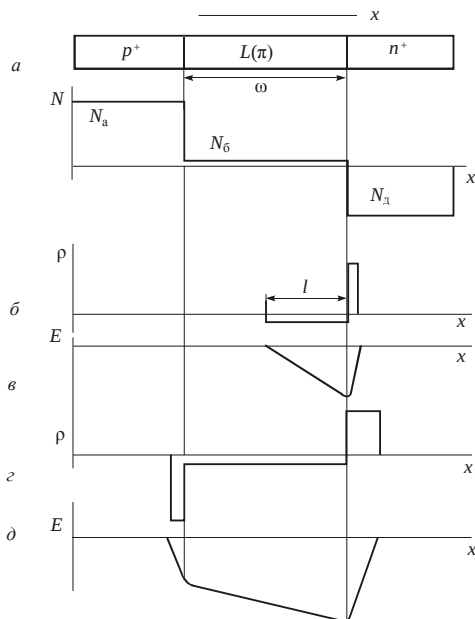


Рис. 5.27. Распределение концентрации примесей по длине диода (а); возникновение обедненной носителями области l при прямом смещении (б); распределение поля по длине диода при прямом смещении (в); обедненная область при обратном смещении (г); распределение поля при обратном смещении (д)

соответствовать рис. 5.27. Вблизи контакта $\pi-n^+$ образуется обедненная основными носителями область, ширина которой l зависит от концентрации примеси в π -области и определяется выражением

$$l = l_0 \left(1 - \frac{U}{\Phi_k} \right)^{1/2},$$

где U – приложенное напряжение; Φ_k – контактная разность потенциалов;

$$l_0 = \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\Phi_k}{(eN_6)}},$$

где N_6 – концентрация π -слоя. Если к структуре приложить обратное смещение, то ширина обедненной области в π -слое растет и при некотором отрицательном напряжении перекрывает весь высокоомный слой. Ширина обедненной области в p^+ - и n^+ -материале небольшая вследствие высокой концентрации примесей. Поэтому полная ширина обедненной области и емкость структуры практически остаются постоянными с изменением напряжения [12].

Глава 6

МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ НА ДИОДАХ

6.1. ПОВЕДЕНИЕ СВЧ-УСТРОЙСТВ НА ДИОДАХ

Варистор – устройство с нелинейной вольт-амперной характеристикой (переменные сопротивления), работа которого описывается экспоненциальной функцией вида

$$I = I_S [\exp(eU/nkT) - 1].$$

Нелинейность характеристики можно использовать в устройстве, осуществляющем преобразование частоты. Если диод сделать небольшим, то распределенная емкость будет весьма малой и диод может работать, например, как смеситель на входе СВЧ-приемника.

В течение многих лет отдавалось предпочтение точечно-контактным диодам из-за хорошего отношения сигнал/шум; однако в настоящее время стало возможным использование других устройств, характеристики которых лучше, чем у точечно-контактных, например лавинно-пролетных диодов, диодов с барьером Шоттки и др.

К устройствам, работающим прежде всего благодаря своему переменному сопротивлению, относятся большинство точечно-контактных диодов, обращенных диодов и диодов с барьерами Шоттки.

Варисторы используются в первую очередь для преобразования частоты «вниз», детектирования, приема с малыми шумами, высокоскоростного ограничения или выпрямления. Ранее они применялись для преобразования частоты «вверх», модуляции и генерации гармоник, но постепенно их полностью заменили варакторы.

Варактор – переменное емкостное реактивное сопротивление, т.е. нелинейность емкости – основное его свойство:

$$C = \frac{C_0}{(1 - U/\Phi)^\gamma}, \quad (6.2)$$

где U – приложенное напряжение (отрицательное, поскольку речь идет об обратном смещении); Φ – параметр, аппроксимирующий контактный потенциал на диоде; γ – параметр, который определяет профиль легирования полупроводникового материала, значение которого приблизительно равно $1/2$ для резкого и $1/3$ для плавного перехода.

Важное преимущество таких диодов состоит в том, что по характеристикам они близки к идеальному нелинейному элементу без потерь. Поскольку нелинейная емкость изменяется достаточно быстро, чтобы следовать за напряжением СВЧ, а потери значительно ниже, чем у варисторов, варакторам отдается предпочтение в следующих четырех применениях.

1. Генерация гармоник, поскольку, имея малые потери ($1...2$ дБ/октаву), генераторы могут быть полностью твердотельными и применяться в СВЧ-приемниках или передатчиках систем связи.

2. Модуляция, или преобразование частоты «вверх», причем различие между устройствами, сдвигающими частоту вверх, на варакторах и варисторах весьма глубоко: на первых сдвиг по частоте сопровождается усилением, а не потерями. В очень грубом приближении, когда несущественны регенеративные эффекты, коэффициент усиления по мощности стремится сравняться с отношением выходной и входной частот $F_{\text{вых}}/F_{\text{вх}}$. Поэтому смесители в настоящее время делятся на два класса: преобразователи вверх по частоте и преобразователи вниз по частоте. Когда частота сдвигается вверх, в качестве нелинейных смесительных элементов предпочитают использовать варакторы, когда частота сдвигается вниз, предпочтение отдают варисторам.

3. Усиление с малыми шумами, в основном используемое в параметрических усилителях, которое основывается на регенеративных эффектах. Это свойственно параметрическому усилителю, являющемуся по сути регенеративным модулятором. Регенерация возникает в случае, когда элементом смесителя служит варактор с малыми потерями и осуществляется смешение между сигнальной частотой s и нижней боковой полосой $s-b$, где b – частота генератора питания или «накач-

ки». Нижнюю боковую полосу, функцией которой является только поглощение мощности, называют *холостой частотой*. В действительности же она непременно должна участвовать в регенерации, которая служит предпосылкой усиления. Холостая частота, записанная нами как $s-b$, подчеркивает, что это отрицательная величина, поскольку частота накачки всегда больше частоты сигнала. Знак реактивного сопротивления меняется на противоположный, реактивная обратная связь становится регенеративной, а не вырожденной, и мы получаем усиленный обращенный спектр сигнала (перевернутый всей комбинацией частот).

4. Генерация и формирование импульсов. Когда нелинейная емкость получается за счет накопления неосновных носителей (т.е. диффузионной емкости), нелинейность емкости у диода может быть очень большой. Такие диоды называют диодами с накоплением заряда (ДНЗ) или диодами с резким восстановлением из-за того, что импульсы тока на них при переключении напряжения имеют прямоугольную форму, являясь наиболее подходящими элементами для генерации высших гармоник или формирования импульсов. Кроме того, варакторы можно использовать как электронные настроенные элементы, в этом случае реактивное сопротивление цепи регулируют зависящей от напряжения (изменяется экспоненциально от приложенного напряжения) емкостью варактора.

Прежде чем обсуждать эти применения, рассмотрим соотношения Мэнли – Роу, которые позволяют сделать приблизительные предположения о характеристиках этих схем с варакторами без подробного анализа [13].

Соотношения Мэнли–Роу. В параметрических усилителях усиление осуществляется за счет преобразования СВЧ-энергии, выделяемой генератором накачки, в энергию принимаемого сигнала на нелинейном реактивном элементе – варакторе, т.е. на барьерной емкости C параметрического диода. Для обеспечения работы усилителя к параметрическому диоду кроме контуров, настроенных на частоту сигнала f_c и накачки f_n , подключают дополнительный контур, настроенный на комбинационную (холостую) частоту $f_x = f_n - f_c$ или $f_x = f_n + f_c$. В некоторых случаях с этого контура, называемого холостым, снимается усиленный и преобразованный на другую частоту сигнал.

Процесс усиления сигнала на нелинейной емкости, который будет рассмотрен ниже, можно трактовать как двойное параметрическое

преобразование частоты, в результате которого начальная фаза накачки φ_n компенсируется. При первом преобразовании напряжение частоты сигнала, взаимодействуя на нелинейной емкости диода с напряжением частоты накачки, вызывает появление колебаний холостой частоты, например $(\omega_n t + \varphi_n) - (\omega_c t + \varphi_c) = \omega_x t + \varphi_x$. В свою очередь, напряжение холостой частоты, взаимодействуя с напряжением накачки $(\omega_n t + \varphi_n) - (\omega_x t + \varphi_x) = \omega_c t + \varphi_c$, вызывает появление дополнительного тока частоты f_c , синфазного с током принимаемого сигнала, в результате амплитуда напряжения на сигнальном контуре возрастает, происходит регенерация контура. При подаче отрицательного смещения постоянный ток через диод не протекает (за исключением обратного тока насыщения I_s), поэтому дробовые шумы отсутствуют, а влияние тепловых шумов весьма мало. Благодаря этому коэффициент шума параметрического усилителя невелик.

Важное значение в теории параметрических усилителей имеют уравнения Мэнли – Роу, которые описывают распределение мощности между колебаниями различных частот в системе, содержащей нелинейный реактивный (без потерь) элемент. Они позволяют определить

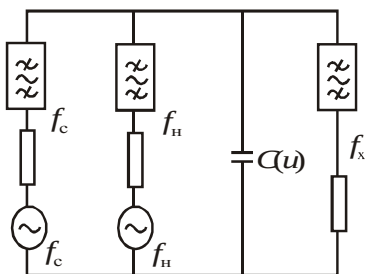


Рис. 6.1. Блок-схема для определения соотношения Мэнли–Роу

(рис. 6.1). Через емкость и указанные фильтры протекают токи соответствующих частот f_c , f_n и f_x .

Согласно закону сохранения энергии, применительно к данной схеме можно записать

$$P_c + P_n + P_x = 0.$$

нейный реактивный (без потерь) элемент. Они позволяют определить возможность усиления сигнала в системе. Эти уравнения получаются следующим образом: пусть к емкости $C(u)$ параллельно подключены три цепи, одна из них – цепь сигнала с полосовым фильтром f_c , другая – цепь накачки с полосовым фильтром f_n , а третья – цепь холостой частоты с фильтром на частоту $f_x = mf_n + nf_c$, где m и n – целые числа или нуль

Это равенство отражает тот факт, что сумма мощностей на указанных частотах, получаемых нелинейной емкостью и отдаваемых ею, равна нулю. Умножив каждый член этого равенства на соответствующие (единичные) множители, получим

$$\frac{P_c f_c}{f_c} + \frac{P_n f_n}{f_n} + \frac{P_x (mf_c + nf_n)}{mf_c + nf_n} = 0$$

или

$$f_c \left(\frac{P_c}{f_c} + \frac{mP_x}{mf_c + nf_n} \right) + f_n \left(\frac{P_n}{f_n} + \frac{nP_x}{mf_c + nf_n} \right) = 0.$$

Это равенство выполняется при любых значениях частот f_c и f_n , что может быть только при условиях

$$\frac{P_c}{f_c} + \frac{mP_x}{mf_c + nf_n} = 0, \quad (6.1)$$

$$\frac{P_n}{f_n} + \frac{nP_x}{mf_c + nf_n} = 0. \quad (6.2)$$

Эти выражения называются уравнениями Мэнли – Роу, которые используются при анализе параметрических усилителей и других параметрических устройств. Разберем два наиболее распространенных случая. Пусть $f_c = -f_1$, $f_n = f_2$, а $f_x = f_3$.

Случай без обращения: $f_3 = f_1 + f_2$, т.е. холостой контур настроен на суммарную частоту сигнала и генератора накачки, это соответствует тому, что в уравнениях Мэнли–Роу $m = 1$ и $n = 1$, т.е. нелинейная емкость возбуждается на частотах f_1 и f_2 , а третья частота генерируется. Этот случай называют *необращающим*. Цепь разомкнута для всех остальных частот. Предположим, что мощность генератора на частоте f_1 (входная частота) значительно меньше мощности генератора на частоте f_2 . Этот генератор и вызывает модуляцию емкости. Если третья частота равна сумме частот f_1 и f_2 , то (6.1) преобразуется в уравнение

$$\frac{P_1}{f_1} + \frac{P_3}{f_3} = 0, \quad (6.3)$$

а уравнение (6.2) – в

$$\frac{P_2}{f_2} + \frac{P_3}{f_3} = 0. \quad (6.4)$$

Так как к конденсатору поступает положительная мощность накачки P_2 , мощность P_3 из уравнения (6.4) должна быть отрицательной и должна отдаваться конденсатором. Следовательно, из уравнения (6.3) P_1 должна быть положительной, такое устройство абсолютно стабильное. Из этого же уравнения следует, что максимальное усиление мощности равно отношению выходной частоты к входной:

$$K = \frac{P_3}{P_1} = \frac{f_3}{f_1}, \quad (6.5)$$

когда $f_3 > f_1$. Такого рода усилитель называют *необращающим преобразователем «вверх»* (модулятором).

Если в конденсатор на частоте $f_3 > f_1$ поступает малая мощность сигнала P_3 , то из уравнений (6.3) и (6.4) следует, что P_1 и P_2 отрицательны. Входная мощность делится на две части – P_1 и P_2 . Какая-то большая часть P_3 преобразуется в P_2 , и только часть мощности поступает на выход на частоте f_1 . Такое устройство называют *необращающим преобразователем «вниз»* (демодулятором). Так как P_2 – отрицательная величина, нелинейный конденсатор представляет собой отрицательное сопротивление в цепи накачки и такое устройство потенциально неустойчиво.

Случай с обращением $f_3 = f_2 - f_1$ в уравнениях Мэнли – Роу соответствует $m = -1$, а $n = 1$. Определим теперь f_3 как разность между f_2 (накачкой) и f_1 (сигналом). Тогда (6.1) и (6.2) преобразуются в уравнения

$$\frac{P_1}{f_1} - \frac{P_3}{f_3} = 0; \quad (6.6)$$

$$\frac{P_2}{f_2} + \frac{P_3}{f_3} = 0. \quad (6.7)$$

Так как P_2 – положительная величина, из (6.7) следует, что величина P_3 должна быть отрицательной, а из (6.6) – что и P_1 должна быть также отрицательной. Это означает, что нелинейный конденсатор отдает больше мощности, чем получает от генератора, на частоте f_1 . При та-

кой комбинации частот мощность на сигнальной частоте может быть усилена на этой же частоте, в то время как в предыдущем случае было возможно усиление только за счет преобразования вверх. Мощности на выходе P_1 и P_3 зависят от мощности накачки и изменения внешнего импеданса, но всегда связаны уравнением (6.5).

Когда входная и выходная частоты равны f_1 , мощность на частоте f_3 рассеивается в схеме и не используется. Поэтому третью частоту обычно называют «холостой». Подавление холостого сигнала приведет к подавлению ожидаемого усиления и на сигнальной частоте, т.е. это неизбежный результат такого типа усиления. Если сигнальная частота равна половине частоты накачки, то холостая будет приближаться к сигнальной и их невозможно будет разделить фильтрами. Если сигнальная и холостая частоты разнесены достаточно далеко, то сигнальный контур не пропускает холостую частоту и такой усилитель называют *невыврожденным*. В другом случае, если контур сигнала пропускает как сигнальную, так и холостую частоты и входная нагрузка является общей на эти частоты, то такой усилитель называется *выврожденным*. Если входная мощность поступает на частоте f_3 и $f_3 \gg f_1$, то это устройство называют *обращающим преобразователем* (модулятором). Термин «обращение» введен потому, что спектр входного сигнала переворачивается на выходе всей комбинацией частот. Когда $f_3 < f_1$, устройство называют *обращающим преобразователем «вниз»* (демодулятором).

6.2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ

Радиоприемные устройства СВЧ широко применяются в радиолокации, системах космической связи, радиоастрономии, системах высококачественного телевидения и т.п. В диапазоне СВЧ уровень внешних помех очень мал, а поэтому основную роль играют шумы самого радиоприемного устройства, которые и ограничивают его чувствительность. Создание малошумящих усилителей СВЧ – одна из важнейших проблем современной радиоприемной техники.

Самыми малошумящими усилителями в диапазоне СВЧ являются квантовые парамагнитные усилители (мазеры), у которых шумовая температура менее 20 К, и как следствие, весьма высокая чувствительность, однако это очень трудно реализуемо, поскольку

такие усилители требуют громоздких систем охлаждения до температуры жидкого гелия 4,2 К и создания сильного постоянного магнитного поля.

В последние годы появились маломощные усилители на полупроводниковых приборах. Это параметрические, на туннельных диодах и транзисторные усилители СВЧ. Параметрические усилители работают до частоты 35 ГГц и являются самыми маломощными. Их шумовая температура при охлаждении соизмерима с шумовой температурой в квантовых усилителях, т.е. менее 20 К. Однако система охлаждения позволяет использовать такие усилители преимущественно в наземных радиосистемах. Основной их недостаток – узкая полоса пропускания, большие габариты и масса, высокая стоимость в отличие от транзисторных, и потому они постепенно вытесняются транзисторными.

Во всех параметрических усилителях имеются резонатор, генератор накачки и нелинейный активный элемент. Регенеративные резонансные параметрические усилители подразделяются на проходные (рис. 6.2) и отражательные (рис. 6.3), которые и применяются в практических схемах, поскольку проходные имеют больший коэффициент шума, меньшую полосу и труднее согласуются с источником сигнала. В отражательных усилителях к трехплечевому циркулятору подключены генератор сигнала, резонатор и нагрузка. Резонатор подключен через согласующую цепь, осуществляющую трансформацию сопротивлений. Входное сопротивление согласующей цепи равно

$$r_{\text{сц}} = n^2 Z_0,$$

где n – коэффициент трансформации; Z_0 – волновое сопротивление циркулятора.

Активный элемент вносит в резонатор отрицательное сопротивление $r_{\text{вн}}$ и $r_{\text{аэ}}$ – сопротивление потерь активного элемента (АЭ).

Генератор	Резонатор	Активный элемент	Нагрузка
-----------	-----------	------------------	----------

Рис. 6.2. Блок-схема проходного параметрического усилителя

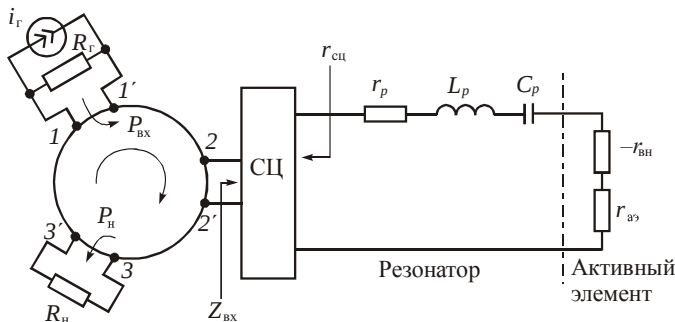


Рис. 6.3. Блок-схема отражательного параметрического усилителя

Энергия генератора сигнала, подводимая к плечу 1 циркулятора, направляется в плечо 2, к которому подключены резонатор и активный элемент. Мощность, отраженная от плеча 2, превышает падающую мощность и направляется в плечо 3 – в нагрузку. При согласовании нагрузки с циркулятором ($R_n = Z_0$) коэффициент передачи мощности отражательного резонансного усилителя равен отношению мощности, отраженной от плеча 2 к входной мощности, т.е. равен квадрату модуля коэффициента отражения от плеча 2:

$$K_p = \frac{P_n}{P_{вх}} = |\Gamma_2|^2, \quad (6.8)$$

где $\Gamma_2 = (Z_{вх} - Z_0) / (Z_{вх} + Z_0)$ – коэффициент отражения от плеча 2; $Z_{вх}$ – входное сопротивление плеча 2. Благодаря тому, что активная составляющая $Z_{вх}$ отрицательна, модуль коэффициента отражения $|\Gamma_2| > 1$. На резонансной частоте $Z_{вх} = (r_p + r_{аэ} + r_{вн}) / n^2$, тогда, подставив это значение в (6.8), получим резонансный коэффициент передачи мощности

$$K_{p0} = \left(\frac{r_p + r_{аэ} - r_{вн} - r_{сц}}{r_p + r_{аэ} - r_{вн} + r_{сц}} \right)^2 = \left(\frac{\beta + \gamma}{\beta - \gamma} \right)^2, \quad (6.9)$$

где

$$\beta = \frac{r_{сц} - r_p - r_{аэ}}{r_{сц} + r_p + r_{аэ}}$$

– коэффициент, учитывающий потери в резонаторе; $\gamma = r_{\text{вн}} / (r_{\text{сц}} + r_p + r_{\text{аэ}})$ – коэффициент регенерации.

Зависимость коэффициента передачи мощности от вносимого сопротивления следующая:

- при $r_{\text{сц}} = r_p + r_{\text{аэ}} - r_{\text{вн}}$ в плече 2 имеет место согласование, коэффициент отражения $\Gamma_2 = 0$ и $K_{p0} = 0$;
- при $r_{\text{вн}} = r_p + r_{\text{аэ}}$ в плече 2 скомпенсированы потери в резонаторе, вся мощность сигнала отражается от плеча 2 без потерь и $K_{p0} = 1$;
- при $r_{\text{вн}} = r_p + r_{\text{аэ}} + r_{\text{сц}}$ – в плече 2 скомпенсированы все потери, в усилителе возникают автоколебания на заданной частоте, что соответствует $K_{p0} \rightarrow \infty$.

Таким образом, коэффициент передачи по мощности находится в пределах $1 < K_{p0} < \infty$ при выполнении условий $r_p + r_{\text{аэ}} < r_{\text{вн}} < r_p + r_{\text{аэ}} + r_{\text{сц}}$. Коэффициент передачи по мощности изменяют путем подбора активного элемента (т.е. его отрицательного сопротивления – $r_{\text{вн}}$) и выходного сопротивления согласующей цепи $r_{\text{сц}}$.

Из выражения (6.9) вытекает, что требуемое значение K_{p0} обеспечивается при выходном сопротивлении согласующей цепи:

$$r_{\text{сц}} = \frac{\sqrt{K_{p0}} + 1}{\sqrt{K_{p0}} - 1} (r_{\text{вн}} - r_p - r_{\text{аэ}}).$$

Зная $r_{\text{сц}}$, находим коэффициент трансформации $n = \sqrt{r_{\text{сц}} / Z_0}$. Все усилители подобного типа требуют тщательной настройки, но наличие циркулятора делает его более устойчивым, чем проходной усилитель.

На практике коэффициент передачи по мощности ограничивают 10...15 дБ. Частотная характеристика усилителя определяется в основном резонатором. Выражение для коэффициента передачи мощности K_{p0} (6.9) в трехплечем циркуляторе получено из предположения, что плечи 1 и 3 согласованы с источником сигнала и нагрузкой, однако точное согласование при работе на разные нагрузки и различные источники сигналов невозможно. В этом случае используется четырехплечий циркулятор. В плечо 4 помещается согласованная (поглощающая) нагрузка. Отражения плеча 3 от не совсем согласованной нагрузки отводятся в плечо 4 и рассеиваются в поглощающей нагрузке. Это стабилизирует режим работы усилителя и исключает шумы на-

грузки из процесса регенерации. При этом автоматически обеспечивается согласование на входе и выходе усилителя независимо от значений коэффициентов отражений от плеч 1 и 3.

Обычно во входных устройствах применяют двухконтурные регенеративные параметрические усилители отражательного типа. К активному элементу подключается второй контур, имеющий генератор накачки. В подобных параметрических усилителях дополнительное усиление колебаний происходит на варакторе за счет преобразования энергии генератора накачки в полезный сигнал.

Рассмотрим колебательный LC -контур (рис. 6.4), емкость которого меняется сигналом генератора накачки с частотой f_n , вдвое превышающей резонансную частоту сигнального контура U_c . Пусть емкость увеличивается в моменты времени, когда напряжение на конденсаторе U_c равно нулю, и уменьшается при максимальном значении напряжения. Поскольку заряд конденсатора $q_c = CU_c$ не может изменяться мгновенно, уменьшение емкости сопровождается ростом напряжения.

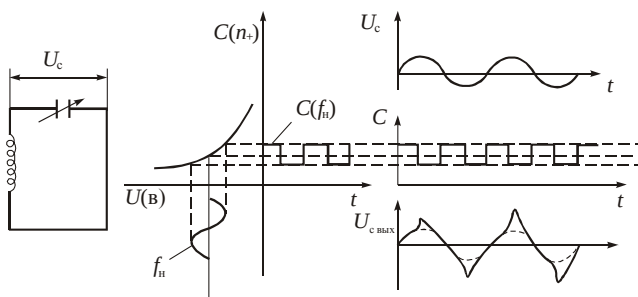


Рис. 6.4. Схема колебательного контура и процессы, происходящие на емкости

Таким образом, периодическое изменение одного из параметров контура, в данном случае емкости, приводит к усилению колебаний. Энергия, затраченная на изменение емкости, преобразуется в энергию электромагнитных колебаний. Значение емкости меняется за счет подачи от генератора накачки на обратносмещенный диод достаточно мощных колебаний с частотой f_n .

Основное преимущество параметрических усилителей – низкий уровень шума, что связано с использованием в них полупроводникового диода, работающего в режиме очень малых токов при обратном

смещении. Простейшие параметрические усилители, когда частота накачки вдвое больше частоты сигнала, проектируются редко, поскольку более высокие значения параметров прибора и большую стабильность удастся реализовать в усилителях, в которых частоты сигнала и накачки сильно различаются и не кратны между собой. В таких усилителях имеется дополнительный контур, настроенный на холостую частоту ($f_x = f_n - f_c$).

Частотная характеристика усилителя определяется в основном сигнальным резонатором. Представляя резонатор как последовательный контур, найдем зависимость коэффициента передачи мощности от частоты:

$$K_p(j\omega) = \left| \frac{\beta + \gamma - j\xi}{1 - \gamma + j\xi} \right|^2,$$

где

$$\xi = \frac{2(\omega - \omega_0)}{(r_{\text{сц}} + r_p + r_{\text{аэ}})\omega_0^2 C_p},$$

а $\omega_0 = 1/\sqrt{L_p C_p}$ – резонансная частота. Отсюда определим полосу пропускания усилителя по уровню уменьшения коэффициента передачи мощности в два раза:

$$\Pi = \frac{(\beta + \gamma)(r_{\text{сц}} + r_p + r_{\text{аэ}})}{2\pi L_p \sqrt{K_{p0} - 2}}.$$

Из формулы видно, что чем больше коэффициент K_{p0} , тем меньше полоса пропускания. Поэтому останавливаются на коэффициенте передачи от 10 до 15 дБ. Как указано выше, в параметрических усилителях применяются варакторы, т.е. переход диода закрыт напряжением смещения, а величина барьерной емкости зависит от напряжения на переходе нелинейно:

$$C(u) = C(0) \sqrt[n]{\frac{\varphi_k}{(\varphi_k - u)}},$$

где $C(0)$ – собственно барьерная емкость при $U = 0$; φ_k – контактная разность потенциалов ($\varphi_k = 0,7$ В для кремния и 1,2 В для арсенида галлия); n – параметр, зависящий от типа перехода, $n = 3$, если p – n –переход плавный, и $n = 2$, если p – n –переход резкий (например, в диоде с барьером Шоттки); u – напряжение на переходе.

Диод, или активный элемент, накачивают гармоническим током, обеспечивающим большую глубину модуляции емкости. При этом удобнее пользоваться не понятием емкости $C(t)$, а обратной величиной $S(t) = 1/C(t)$, называемой *эластансом* или электрической жесткостью p – n –перехода.

Эластанс p – n –перехода при воздействии гармонической накачки определяется как

$$S(t) = S_0 [1 + M \cos(\omega_{\text{нак}} t)],$$

где $S_0 = 1/C_0$ – среднее значение эластанса; M – коэффициент модуляции эластанса.

Для достижения максимального значения M и как следствие максимальной полосы пропускания параметрического усилителя в целом подбирают напряжение смещения $U_{\text{см}}$ и мощность накачки $P_{\text{нак}}$. Напряжение смещения и коэффициент модуляции эластанса можно рассчитать по формулам

$$U_{\text{см}} = \begin{cases} 0,75U_{\text{обр}} + 0,25f_k \left(1 + \frac{U_{\text{обр}}}{f_k} \right), & n = 2, \\ 0,5U_{\text{обр}}, & n = 3; \end{cases}$$

$$M = \begin{cases} \frac{\left(1 + \frac{U_{\text{обр}}}{f_k} \right) - 1}{\left(1 + \frac{U_{\text{обр}}}{f_k} \right) + 1}, & n = 2, \\ 0,4 \frac{1}{\left(1 + \frac{2f_k}{U_{\text{обр}}} \right)}, & n = 3. \end{cases}$$

Мощность накачки, рассеиваемая на сопротивлении потерь диода и необходимая для обеспечения требуемого значения коэффициента модуляции M , примерно равна

$$P_{\text{нак}} \cong \frac{1}{2\pi f_{\text{нак}}^2 C_0^2 r_{\text{аз}}^2 U_{\text{обр}}^2}.$$

Важнейшим параметром параметрического диода, характеризующим его частотные свойства, служит критическая частота

$$f_{\text{кр}} = \frac{M}{4\pi r_{\text{аз}} C_0},$$

где величину $\tau = r_{\text{аз}} C_0$ называют постоянной времени параметрического диода. Типичные значения для параметрического диода из арсенида галлия $\tau = 0,1$ пс и $C_0 = 0,01$ пФ.

Схема двухконтурного параметрического усилителя отражательного типа с генератором накачки на диоде Ганна в интегральном исполнении представлена на рис. 6.5.

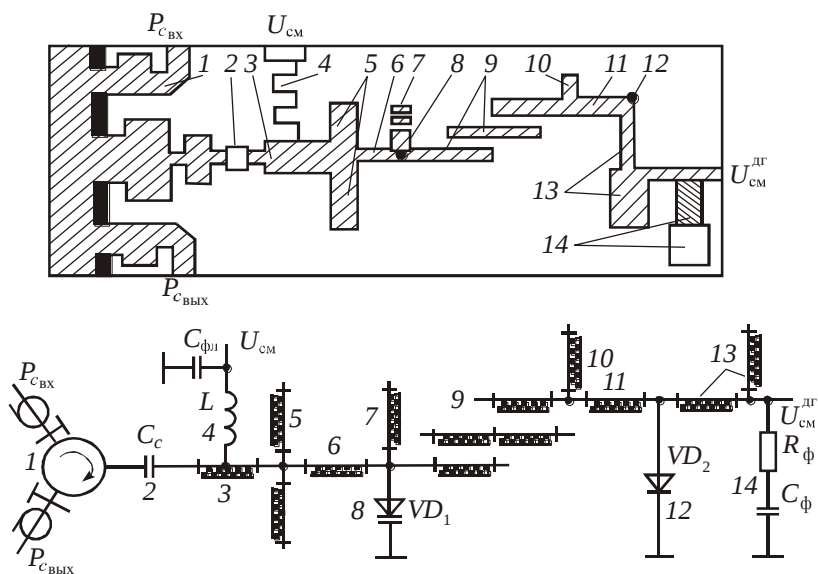


Рис. 6.5. Топология двухконтурного параметрического усилителя отражательного типа и его принципиальная схема

В усилителе все функциональные узлы выполнены по тонкопленочной технологии. На его входе включен трехплечий ферритовый циркулятор 7, который через конденсатор 2 с согласующей цепью в виде четвертьволнового трансформатора 3 соединен с сигнальным контуром, образованным отрезком микрополосковой линии 6, имеющим индуктивный характер, входным сопротивлением параметрического диода 8 и шлейфом 7. Для расширения полосы пропускания сигнального контура включены два корректирующих шлейфа 5. Напряжение смещения $U_{см}$ подается на параметрический диод через дроссель 4. Холостой контур образован из собственных реактивных элементов диода, образующих последовательный контур: емкость перехода и индуктивность выводов. Длина четвертьволнового разомкнутого шлейфа 7 холостого контура выбирается из расчета длины волны, на которую он настроен. Полосовой фильтр на резонансных полуволновых отрезках линий 9 осуществляет согласование выходного сопротивления внешней цепи диода Ганна 12 и выходного сопротивления параметрического диода со стороны генератора накачки, а также ослабление колебаний на частотах сигнала и холостой частоте.

Частота генератора накачки на диоде Ганна определяется контуром, образованным шлейфом 10 и объемным резонатором 11. Напряжение смещения на диод Ганна подается через четвертьволновые шлейфы 13, осуществляющие короткое замыкание для частоты накачки. Цифрой 14 обозначена последовательная цепь $R_{\phi}C_{\phi}$, шунтирующая вход подачи напряжения смещения на диод Ганна для предотвращения низкочастотных колебаний, вызываемых цепью питания.

6.3. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ СВЧ-ГЕНЕРАТОРЫ

Твердотельные СВЧ-генераторы преобразуют энергию постоянного источника в энергию высокочастотных колебаний путем взаимодействия колебательной системы с твердотельным прибором, таким как транзистор, диод Ганна, лавинно-пролетный или туннельный диоды.

Взаимодействие в устройстве колебательная система – активный элемент принципиально нелинейное. Устойчивые состояния со стационарной амплитудой высокочастотных колебаний в линейной системе невозможны. Основные соотношения для пассивных линейных цепей широко известны, что касается поведения цепей, содержащих нелинейные активные элементы, то этот вопрос пока изучен недостаточно.

Для активных нелинейных цепей, в частности генераторов СВЧ, разработана квазилинейная теория, в которой благодаря высокой добротности Q -резонатора в колебательных цепях генератора ток через нелинейный активный элемент или напряжение на нем могут быть представлены почти как синусоидальные.

6.3.1. Импеданс прибора

Схематически твердотельный генератор СВЧ можно представить в виде колебательной системы, состоящей из объемного резонатора и помещенного в нем активного элемента (рис. 6.6). Ток, протекающий через активный элемент, является периодической функцией времени с основной частотой $f = \omega/2\pi$. Остальные гармонические составляющие тока малы в силу фильтрующего действия резонатора. Тогда ток можно представить как сумму $A\cos(\omega t + \varphi)$ с малыми гармоническими составляющими:

$$i(t) = \operatorname{Re} \left[A e^{j(\omega t + \varphi)} \right] + (\text{Малые гармонические составляющие}),$$

где A – амплитуда и φ – фаза основного тока.

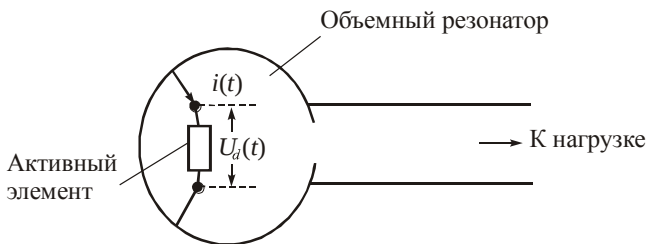


Рис. 6.6. Блок-схема генератора

Соответствующее напряжение на зажимах активного прибора $U_d(t)$ должно иметь две составляющие: одну, совпадающую с током по фазе, и другую, отличающуюся на $\pi/2$. Они могут быть выражены как $R(A)A\cos(\omega t + \varphi)$ и $X(A)A\sin(\omega t + \varphi)$ соответственно. Кроме этих составляющих напряжение на приборе может содержать гармоники. Следовательно, мы имеем

$$U_d(t) = \operatorname{Re} \left[-Z(A) A e^{j(\omega t + \varphi)} \right] + (\text{Гармоники}), \quad (6.10)$$

где $Z(A) = R(A) - jX(A)$ называют импедансом прибора, так как это есть напряжение на приборе, деленное на ток через прибор на основной частоте.

В квазилинейной теории пренебрегают влиянием гармоник на импеданс прибора, следовательно, импеданс выражен только как функция амплитуды. Эти рассуждения неприменимы, если гармоники не малы и мы, например, настраиваем генератор на вторую гармонику. В каждом частном случае необходим анализ.

Импеданс колебательного контура относительно зажимов активного прибора можно представить как $Z(\omega) = R(\omega) + jX(\omega)$. Напряжение, падающее на этом сопротивлении, и ток описываются соотношением

$$U_c(t) = \operatorname{Re} \left[Z(\omega) A e^{j(\omega t + \varphi)} \right] + (\text{Гармоники}). \quad (6.11)$$

Для автономного генератора сумма $U_d(t)$ и $U_c(t)$ должна быть равна нулю, так как внешнее переменное напряжение отсутствует:

$$U_d(t) + U_c(t) = 0. \quad (6.12)$$

Подставив в это уравнение (6.10) и (6.11), умножив на $\cos(\omega t + \varphi)$ и $\sin(\omega t + \varphi)$ и проинтегрировав по периоду, получим

$$\begin{aligned} [\operatorname{Re}(\omega) - \operatorname{Re}(A)] A &= 0, \\ [X(\omega) + X(A)] A &= 0, \end{aligned}$$

что эквивалентно

$$[Z(\omega) - Z(A)] I = 0, \quad (6.13)$$

где $I = A e^{j(\omega t + \varphi)}$.

Если уравнение (6.12) умножить на $\cos(n\omega t + \varphi)$ и $\sin(n\omega t + \varphi)$, то будем иметь соответствующие соотношения для n -й гармоники. Из уравнения (6.13) вследствие конечности тока I видно, что в стационарном автономном режиме $Z(A)$ должна быть равна $Z(\omega)$:

$$Z(A) = Z(\omega). \quad (6.14)$$

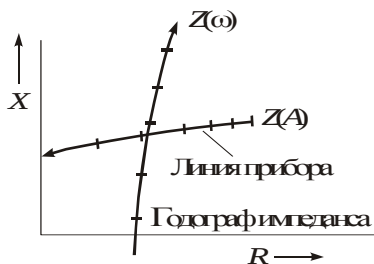


Рис. 6.7. Годографы импеданса контура и отрицательного импеданса прибора в зависимости от ω и A на комплексной плоскости

условие равенства импедансов, частота и амплитуда колебаний могут быть определены в точке пересечения по градуировочным делениям. В данном рассмотрении мы пренебрегли частотной зависимостью $Z(A)$. Обычно такое допущение справедливо, поскольку импеданс прибора представляет собой медленно меняющуюся по сравнению с импедансом контура функцию частоты $Z(\omega)$ [11].

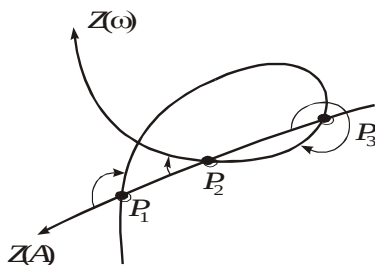


Рис. 6.8. Пересечение годографа импеданса контура с годографом прибора

стойчивым возможным автономным состояниям. Состояние P_3 не реализуется как устойчивое стационарное состояние, так как угол пересечения годографов превышает 180° . Проводимый анализ, учитывая аналогии свойств напряжения и тока, можно осуществить и через проводимости, поменяв местами напряжения и токи. Например, анализ через проводимости описан Г.И. Веселовым в учебном пособии «Микроэлектронные устройства СВЧ» [10].

Частоту и амплитуду колебаний можно определить из уравнения (6.14), построив годографы импеданса контура $Z(\omega)$ (стрелка годографа указывает направление возрастания частоты ω , деления отмечают равные интервалы изменения частоты) и отрицательного импеданса прибора в зависимости от изменяющихся ω и A на комплексной плоскости (рис. 6.7).

Годограф $Z(A)$ будем называть линией прибора. В точке пересечения обеих линий выполняется усло-

Для того чтобы рабочая точка соответствовала устойчивому состоянию, угол пересечения, отсчитываемый по часовой стрелке между направлениями по стрелкам линии прибора и годографа импеданса контура, должен быть меньше 180° . Сложный случай, когда годограф импеданса контура пересекает линию прибора в трех точках, т.е. описывает петлю (рис. 6.8). Точки пересечения P_1 и P_2 соответствуют ус-

Стабильность частоты и минимальный уровень шума в автогенераторах достигаются применением резонаторов с максимальной крутизной зависимости мнимой части полной проводимости от частоты. Резонансная частота колебательной системы должна быть постоянной при изменении условий эксплуатации генератора.

6.3.2. Низкочастотные колебания в цепи питания активного элемента

Обычно в цепи питания активного элемента устанавливают фильтр, который препятствует проникновению энергии СВЧ в источник питания. Фильтр состоит из блокировочной емкости $C_{бл}$ и индуктивности $L_{бл}$. Кроме того, существует неявная индуктивность провода питания $L_{п}$, которая совместно с блокировочной емкостью $C_{бл}$ образует паразитный контур, резонансная частота которого может лежать в диапазоне до десятков килогерц. Эти низкочастотные колебания существуют одновременно с основными колебаниями СВЧ и благодаря нелинейности АЭ модулируют их по амплитуде и частоте, что способствует появлению боковых составляющих, снижая основную мощность генерации.

Эквивалентная схема цепи питания генератора показана на рис. 6.9. Здесь действительная часть полной проводимости контура низких частот в точках подключения АЭ; $|G_0|$ – усредненная отрицательная проводимость активного элемента.

Низкочастотные колебания возбуждаются в контуре $L_{п}C_{бл}$, если $|G_0| > G_{\Omega}$. Значит, для исключения паразитных колебаний необходимо, чтобы выполнялось условие $|G_0| < G_{\Omega}$, т.е. усредненная проводимость активного элемента должна быть меньше, чем проводимость паразитного контура. Из теории линейных цепей известно, что $G_0 = 1/\rho Q$, где ρ – характеристическое сопротивление; Q – добротность контура.

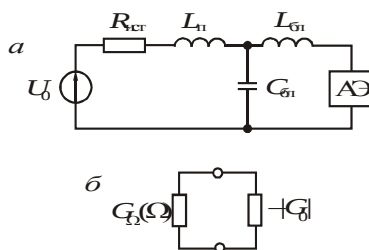


Рис. 6.9. Схема питания активного элемента и его эквивалентная схема

Из эквивалентной схемы, приведенной на рис. 6.9, б, вытекает

$$\rho = \sqrt{\frac{L_{\pi}}{C_{\text{бл}}}}, \quad Q = \frac{\rho}{R},$$

где R – последовательное сопротивление (потери) контура. Отсюда

$$G_{\Omega} = \frac{RC_{\text{бл}}}{L_{\pi}}, \quad (6.15)$$

т.е. для повышения G_{Ω} нужно увеличить R и $C_{\text{бл}}$ и уменьшить L_{π} . Уменьшение L_{π} ограничено, увеличение $C_{\text{бл}}$ приводит к увеличению собственной индуктивности конденсатора. Наиболее эффективно включение специального антипаразитного резистора $R_{\text{ап}}$ последовательно контуру. Чтобы избежать потерь по постоянному току, дополнительно ставят разделительный конденсатор $C_{\text{р}}$ и шунтирующую индуктивность $L_{\text{ш}}$ (рис. 6.10).

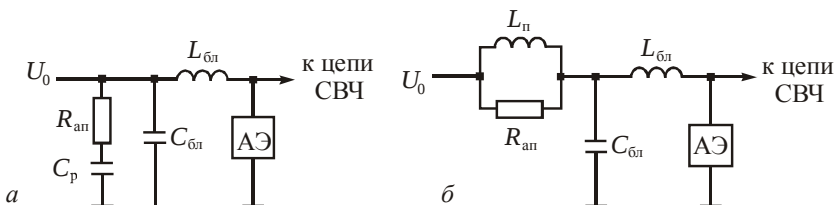


Рис. 6.10. Блок-схема источников питания с разделительным конденсатором (а) и шунтирующей индуктивностью (б)

При расчете антипаразитных цепочек, как правило, сначала экспериментально определяют максимальную крутизну участка отрицательного наклона ВАХ диода, что соответствует величине $|G_0|$. Требуемую резонансную проводимость цепочки низкой частоты определяют как $G_{\Omega} = 3...5G_0$; далее по формуле (6.15), зная параметры цепи питания, можно рассчитать $R_{\text{ап}}$.

Таким образом, по результатам простого анализа можно сделать следующие выводы.

1. Устойчивость генератора обеспечивается, когда угол между годографами прибора и резонатора меньше 180° , т.е. если приращение действительной части зависимости проводимости от амплитуды у АЭ меньше нуля, то приращение мнимой части зависимости проводимости

от частоты резонансного контура должно быть больше нуля. Это параллельный резонанс, если же наоборот, то это последовательный.

2. С целью увеличения мощности следует разрабатывать много-резонансную систему.

3. Для исключения скачков амплитуды и частоты ближайший к активному элементу резонансный контур должен обладать наибольшей запасаемой энергией по сравнению с другими резонаторами.

4. С целью получения наибольшей выходной мощности требуется, чтобы действительная часть полной проводимости колебательной системы была равна мнимой части проводимости АЭ, взятой с обратным знаком.

5. Для большей стабильности частоты и меньшего уровня шумов необходимо применять колебательные системы с высокой крутизной зависимости мнимой части полной проводимости контура от частоты. Это эквивалентно высокой добротности резонатора.

6. Паразитные возбуждения убираются антипаразитными цепочками по цепям питания.

7. Снижение амплитудных и частотных шумов достигается применением режимов с возможно большими амплитудами колебаний.

6.3.3. Микроэлектронные генераторы СВЧ

Микроэлектронные генераторы на полупроводниковых диодах выполняют в виде гибридных интегральных схем, при этом генераторный диод устанавливают в металлическом корпусе интегральной схемы, а пассивная цепь представляет собой совокупность микрополосковых отрезков и дискретных элементов с сосредоточенными параметрами, устанавливаемых на диэлектрическую подложку. В последнее время широкое распространение получают твердотельные микроэлектронные генераторы, основные задачи конструирования которых в основном – одни и те же.

Одна из важнейших задач конструирования гибридных микроэлектронных генераторов СВЧ – разработка крепления диода на интегральной схеме, поскольку почти вся мощность, поступающая от источника питания, рассеивается на активном элементе, увеличивая температуру диода, соответственно ухудшая все параметры генератора. Конструкция крепления должна обеспечивать прежде всего эф-

фективный отвод тепла от кристалла в окружающее пространство. Теплоотводом кристалла служит шайба, выполненная из материала с большой теплопроводностью, однако необходимо обеспечивать хороший тепловой контакт теплоотвода с корпусом интегральной схемы. В микроволновых генераторах диоды применяются, как правило, в бескорпусном исполнении. Опыт показывает, что недостаточно продуманная конструкция крепления активного элемента снижает выходную мощность генератора и приводит к падению КПД.

При конструировании цепи питания необходимо принять меры, препятствующие возбуждению в этой цепи паразитных колебаний. Обычно цепь питания представляет собой комбинацию из фильтра низкой частоты и полосно-заграждающего фильтра, не пропускающего в источник частоту генерации и ее гармоники. Кроме того, цепь питания содержит антипаразитную цепочку.

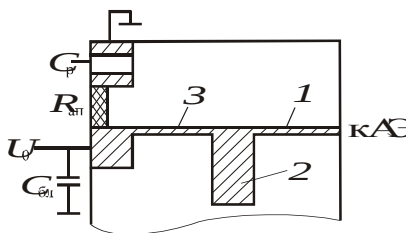


Рис. 6.11. Топология цепи питания генератора

Наиболее распространенная топология цепи питания приведена на рис. 6.11. Полосно-заграждающий фильтр (ПЗФ) выполнен в виде четвертьволновых отрезков линий 1, 2. Входное сопротивление линии 1 должно быть велико как на основной частоте, так и на частотах гармоник. Для увеличения ПЗФ волновое сопротивление линии 1 принимается максимально

возможным, а линии 2 – минимальным.

Максимальное волновое сопротивление линии 1 достигается минимальной шириной, доходящей до 20 мкм. Минимальное сопротивление линии 2 ограничено возбуждением в ней волн высших типов, поэтому ее ширина не должна превышать $\lambda/8$, где λ – длина основной волны в линии. Фильтр низких частот выполнен в виде дискретного блокировочного конденсатора $C_{бл}$ и отрезка линии 3 длиной менее $\lambda/4$, эквивалентной блокировочной индуктивности. Антипаразитный резистор $R_{ап}$ включают прямо в цепь вместо линии 3, что увеличивает внутреннее сопротивление источника питания и стабилизирует рабочую точку по постоянному току, а также срывает паразитные колебания, которые могут возникать не только в цепях питания, но и в цепи СВЧ.

При создании топологии колебательной системы следует учитывать уменьшение числа неоднородностей в СВЧ-тракте и необходимость подстроек по частоте и мощности.

Примеры топологий генератора приведены на рис. 6.12 и 6.13. Длина шлейфа выбирается равной $l_{\text{шл}} = \lambda_{\text{пр}}/2$, где $\lambda_{\text{пр}}$ – длина волны, соответствующая основной частоте колебаний: 1 – резонатор; 2 – диод; 3 – емкость связи, препятствующая попаданию постоянной составляющей в нагрузку. В данной топологии резонатор невысокодобротный, поэтому стабильность частоты будет невелика. Топология генератора с высокодобротным резонатором (рис. 6.13) может включать: 1 – активный прибор; 2 – высокодобротный резонатор; 3 – настроенную неоднородность.

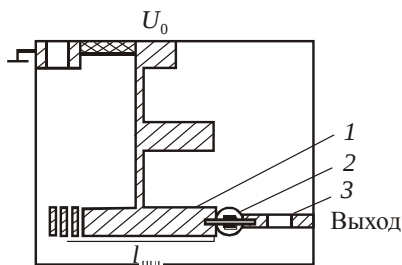


Рис. 6.12. Пример топологии генератора

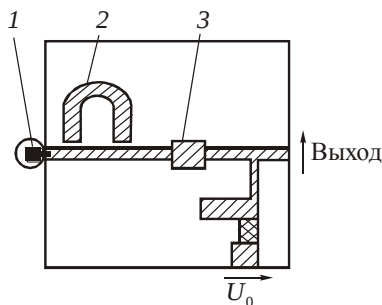


Рис. 6.13. Топология генератора с высокодобротным резонатором

6.4. УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

Нелинейные свойства диодов позволяют создавать на их основе умножители частоты СВЧ-диапазона. При воздействии сигнала f_1 на нелинейном элементе появляются составляющие на частотах гармоник nf_1 . Наибольший КПД преобразования мощности достигается не на нелинейном сопротивлении при прямом смещении диода, т.е. не на вольт-амперной характеристике, а на вольт-фарадной характеристике обратносмещенного диода. При умножении частоты на нелинейном

2) *режим перевозбуждения*, который обеспечивает наибольшую эффективность при генерации гармоник высокой кратности. Диод работает при частичном открывании p - n -перехода (смещение на диоде равно нулю);

3) *режим с накоплением заряда*. В диоде с накоплением заряда выходную мощность можно увеличить так, что в течение части периода переход оказывается смещенным в прямом направлении и через него протекает прямой ток. При этом происходят инжекция неосновных носителей в базу диода и накопление в ней заряда. При смене полярности напряжения на диоде наблюдается экстракция инжектированных носителей из базовой области, что эквивалентно появлению диффузионной емкости, которая значительно превышает барьерную емкость диода, т.е. за счет этой диффузионной емкости увеличивается степень модуляции емкости перехода, т.е. возрастает КПД умножения. Все три случая иллюстрируются на $C - U$ -характеристике (рис. 6.16).

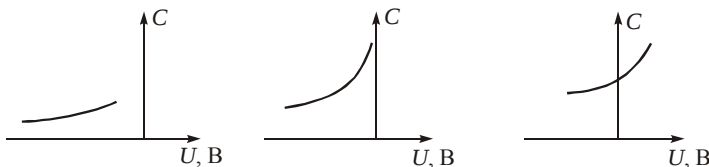


Рис. 6.16. Импульс обратного тока в диоде с накоплением заряда

В ДНЗ за счет накопления заряда вблизи перехода и наличия внутреннего электрического поля длительность фазы высокой обратной проводимости t_1 значительно больше времени спада $t_{сп}$, т.е. эффект накопления сопровождается эффектом резкого восстановления обратного сопротивления. Несинусоидальная форма обратного тока обуславливает появление гармонических составляющих высокого порядка с большой амплитудой и возможностью эффективного умножения частоты.

Для понимания, что такое t_1 и $t_{сп}$, вернемся к p - n -переходу. Рассмотрим p - n -переход в случае переключения прямого смещения на обратное. При прямом смещении инжекция дырок из p -области приводит к их накоплению в базовой области перехода. Через диод протекает ток $I_{пр}$ (рис. 6.17). Когда в момент времени t_0 переход смещается в обратном направлении, начинается перемещение дырок в p^+ -область, причем в первый момент обратный ток I_1 может существенно превышать $I_{пр}$ и ограничивается лишь сопротивлением внешней цепи.

Этот ток остается постоянным в течение времени t_1 , равного приблизительно времени жизни неосновных носителей. После уменьшения неосновных носителей вследствие их ухода и рекомбинации обратный ток через переход уменьшается в течение времени $t_{\text{сп}}$, стремясь к току насыщения $I_{\text{обр}}$. Отношение $t_1/t_{\text{сп}}$ можно регулировать концентрацией примесей перехода.

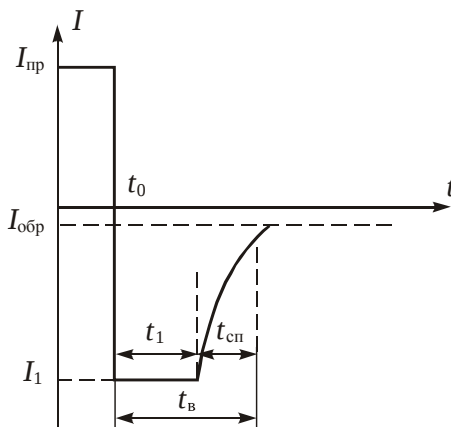


Рис. 6.17. Импульс обратного тока в диоде с накоплением заряда

Для ДНЗ характерен ограниченный диапазон частот, в котором обеспечивается получение высоких значений КПД преобразования, так как необходимо выполнение условий $f_1 > 1/\tau$ и $f_1 < 1/t_{\text{сп}}$, где $\tau = 10...200$ нс. Время жизни неосновных носителей в базе диода $t_{\text{сп}} = 0,1...0,3$ нс. На низких частотах эффективность уменьшается за счет рекомбинации носителей заряда, на высоких — за счет конечного времени $t_{\text{сп}}$.

В эпитаксиальных ДНЗ применяются пленки толщиной порядка 1 мкм с концентрацией примеси в пределах $10^{14}...10^{15}$ см⁻³, так что режим смыкания достигается почти при нулевых напряжениях на диоде.

Таким образом, коэффициент преобразования определяется видом вольт-фарадной характеристики диода и отношением его предельной частоты $f_{\text{пред}}$ к частоте входного сигнала, причем плавные переходы в обычных диодах обеспечивают большее изменение емкости и большее значение КПД. Из графика зависимости коэффициента преобразования от добротности $Q = f_{\text{пред}}/f_1$ (рис. 6.18) видим, что высокие КПД могут быть реализованы только в случае $f_{\text{пред}} \gg f_1$.

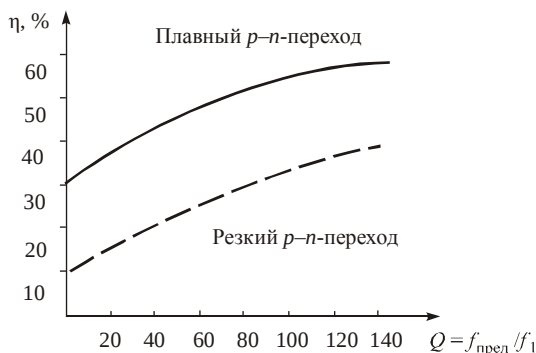


Рис. 6.18. Зависимость коэффициента преобразования от добротности

Однако при больших КПД выходная мощность умножителя невелика и составляет доли ватта в сантиметровом диапазоне длин волн. С ростом номера гармоники КПД падает, и диоды могут быть использованы только как удвоители или утроители частоты.

6.5. ДИОДНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЧАСТОТЫ

В супергетеродинных приемниках сигнал от антенны поступает на маломощный усилитель высокой частоты (УВЧ), затем с помощью преобразователя частоты понижается на более низкую промежуточную частоту ($\omega_{\text{пч}} = \omega_c - \omega_r$). Основное усиление в приемнике осуществляется на промежуточной частоте. Такие приемники более чувствительны, чем приемники прямого усиления, у первых $10^{-17} \dots 10^{-18}$ Вт, у вторых $10^{-12} \dots 10^{-13}$ Вт [10].

Преобразователь частоты состоит из смесителя и гетеродина. Гетеродин — маломощный генератор, но его мощность во много раз больше мощности сигнала. Преобразование частоты происходит за счет нелинейности характеристик смесительного диода. В смесителях в основном применяются диоды с барьером Шоттки, точечно-контактные диоды и обращенные диоды. Их обратные ветви ВАХ разнятся, так, например, диод с барьером Шоттки требует большего сигнала

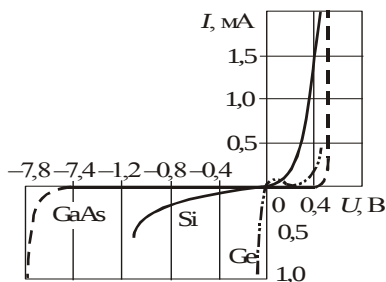


Рис. 6.19. Вольт-амперная характеристика диода с барьером Шоттки (штриховая кривая), точечно-контактного (сплошная) и обращенного (штрихпунктирная) диодов

гетеродина, но зато имеет более крутую вольт-амперную характеристику (рис. 6.19).

Упрощенная эквивалентная схема смесительного диода показана на рис. 6.20, где r_n – сопротивление потерь; $C(u)$ – нелинейная емкость; $g(u)$ – нелинейная проводимость, на которой происходит смешение частот, поэтому смесительные диоды называют еще *варисторами*.

Смесители могут быть одноктактные, балансные и двухбалансные (соответственно в них применяются один, два и четыре диода). Для по-

давления амплитудно-модулированных шумов от местного гетеродина в преобразователях частоты, как правило, используются балансные смесители, двухбалансные предпочтительнее применять в тех случаях, когда необходима широкая полоса пропускания.

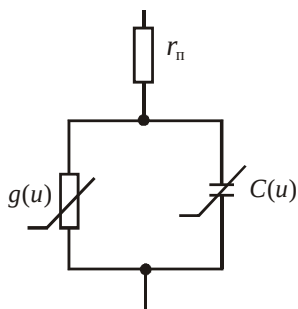


Рис. 6.20. Эквивалентная схема смесительного диода

В диодных смесителях вследствие наличия сильной обратной связи существует эффект второго преобразования частоты (рис. 6.21). Так, напряжение промежуточной частоты ($\omega_{пч} = \omega_c - \omega_r$), действующее на выходе, приводит к появлению на входе колебаний так называемой зеркальной частоты [15] ($\omega_3 = \omega_r - \omega_{пч}$), что возможно также в результате взаимодействия напряжения сигнала и второй гармоники гетеродина, так как $\omega_3 = 2\omega_r - \omega_c$ [16]. Обыч-

но смеситель согласован со входом усилителя промежуточной частоты (УПЧ), поэтому вся мощность на частоте $\omega_{пч}$ передается в УПЧ. Если на входе смесителя поместить соответствующий фильтр, то колебания зеркальной частоты будут отражаться обратно в смеситель для преобразования в колебание промежуточной частоты ($\omega_{пч} = \omega_c - \omega_3$). Если образованный таким образом ток находится в фазе с током основного преобразования ($\omega_{пч} = \omega_c - \omega_r$),

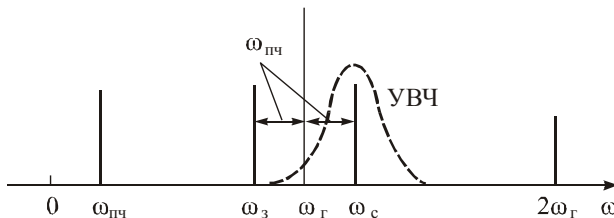


Рис. 6.21. Эффект второго преобразования частоты

то получается дополнительная выходная мощность, если же в противофазе, то возникают дополнительные потери. Таким образом, взаимодействие колебаний зеркальной и сигнальной частот оказывает существенное влияние на работу диодного смесителя.

Принципиальная электрическая схема диодного смесителя приведена на рис. 6.22. Если ограничиться рассмотрением колебаний только на трех частотах (частоте сигнала, промежуточной и зеркальной), то преобразователь частоты можно представить в виде линейного шестиполусника с постоянными параметрами (рис. 6.23).

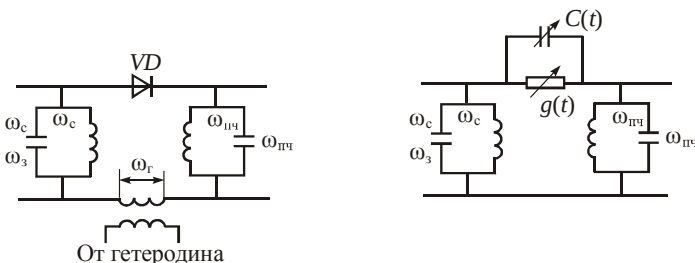


Рис. 6.22. Электрическая схема диодного смесителя

Работа шестиполусника (рис. 6.23) описывается системой уравнений

$$I_c = Y_{11}U_c + Y_{12}U_{пч} + Y_{13}U_3,$$

$$I_{пч} = Y_{21}U_c + Y_{22}U_{пч} + Y_{23}U_3,$$

$$I_3 = Y_{31}U_c + Y_{32}U_{пч} + Y_{33}U_3.$$

Так как обычно $\omega_c \approx \omega_g \gg \omega_{пч}$, то $Y_{32} = Y_{12}$, $Y_{31} = Y_{13}$, $Y_{23} = Y_{21}$ и $Y_{33} = Y_{11}$. В результате этих допущений параметры принимают вид

$$Y_{11} = Y_{22} = Y_{33} = g_0, \quad Y_{12} = Y_{23} = Y_{21} = Y_{32} = g_1, \quad Y_{13} = Y_{31} = g_2.$$

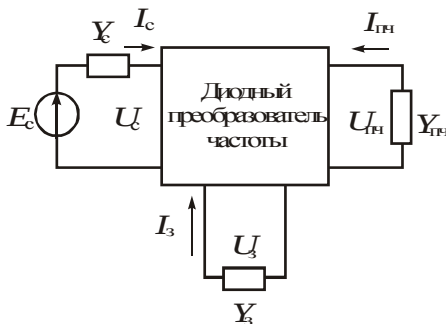


Рис. 6.23. Блок-схема линейного шести-полюсника

Параметр g_0 характеризует входную проводимость смесителя на частоте сигнала ω_c , параметр g_1 – преобразование сигнала на промежуточную частоту $\omega_{пч} = \omega_c - \omega_r$; а g_2 – преобразование сигнала на зеркальную частоту $\omega_3 = 2\omega_r - \omega_c$ с помощью второй гармоники гетеродина.

На практике смесители стараются делать без зеркальной частоты, для чего на вход смесителя включают узкополосный преселектор, который отражает колебания зеркальной частоты обратно в смеситель, увеличивая коэффициент передачи мощности преобразователя. Тогда смеситель описывается четырехполюсником, в котором

$$y_{11} = y_{22} = g_0 \text{ и } y_{12} = y_{21} = g_1.$$

На основе общей теории четырехполюсников найдем основные характеристики преобразователя частоты, считая, что на частоте сигнала эквивалентная проводимость сигнального контура равна g_c , а на промежуточной частоте эквивалентная проводимость контура промежуточной частоты равна $g_{пч}$; тогда входная проводимость преобразователя определяется как

$$g_{вх} = g_0 - \frac{g_1^2}{g_0 + g_{пч}},$$

а выходная

$$g_{\text{вых}} = g_0 - \frac{g_1^2}{g_0 + g_c};$$

коэффициент передачи по мощности

$$K_p = \frac{P_{\text{вых}}}{P_c} = \frac{g_1^2 g_c}{\left[g_0 (g_0 + g_c)^2 - g_1^2 (g_0 + g_c) \right]}.$$

При двухстороннем согласовании преобразователя по входу и по выходу имеем

$$g_c = g_{\text{пч}} = g_0 \sqrt{1 - \left(\frac{g_1}{g_0} \right)^2}.$$

Топология одноконтурного смесителя с подавлением зеркального канала с помощью селективной цепи представлена на рис. 6.24, где 1 – фильтр связи с гетеродином; 2 – смесительный диод; 3 – четвертьволновый шлейф, настроенный на частоту сигнала; 4 – фильтр по зеркальной частоте; 5 – нагрузка по зеркальной частоте.

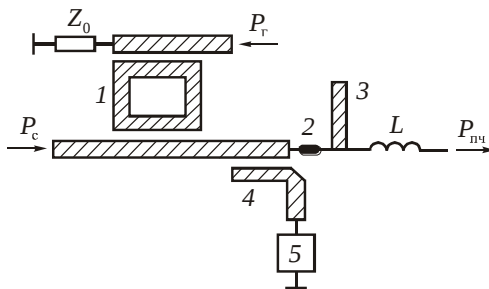


Рис. 6.24. Топология одноконтурного смесителя

Обычно применяют балансные смесители на диодах с барьером Шоттки, в которых реализованы режимы холостого хода и короткого замыкания на колебаниях зеркальной частоты (рис. 6.25) [10]. Поскольку выходное сопротивление схемы КЗ меньше чем режима ХХ, эта схема лучше согласуется с низкоомным входом УПЧ; первая схема требует высокого входного сопротивления у УПЧ.

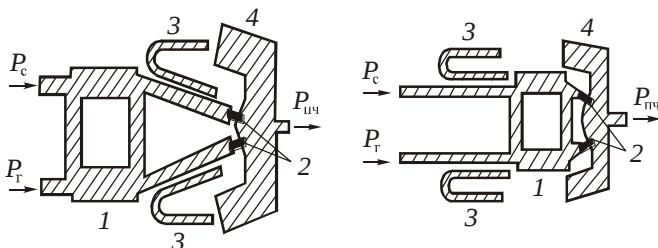


Рис. 6.25. Топология балансных смесителей на диодах с барьером Шоттки:

1 – двухшлейфовый направленный ответвитель; 2 – смесительные диоды; 3 – фильтры зеркального канала; 4 – фильтры, осуществляющие КЗ на частоте сигнала

Шумовые свойства смесителей. Смесители характеризуются относительной шумовой температурой, которая складывается из шумовой температуры диода и шумовой температуры гетеродина. Относительная шумовая температура смесителей равна отношению полной мощности шумов на выходе к мощности тепловых шумов, создаваемых его выходным сопротивлением при температуре окружающей среды:

$$t_{\text{пр}} = \frac{P_{\text{ш вых ном}}}{kT_0 \Pi_{\text{упч}}},$$

где $\Pi_{\text{упч}}$ – шумовая полоса пропускания усилителя промежуточной частоты; $T_0 = 293$ К, т.е. комнатная температура; $K_{\text{р ном}}$ – коэффициент преобразования. Отсюда следует, что коэффициент шума преобразователя

$$K_{\text{ш пр}} = \frac{P_{\text{ш вых ном}}}{kT_0 \Pi_{\text{упч}} K_{\text{р ном}}}.$$

В диапазоне СВЧ шумы диода состоят из тепловых шумов сопротивления потерь и шумов, обусловленных флуктуацией постоянной составляющей тока (дробовых шумов). В целом на шумы приемника может влиять и шум УПЧ, так как $K_{\text{р ном}}$ преобразователя меньше единицы. Зависимости относительной шумовой температуры смесительного диода $t_{\text{д}}$, потерь преобразования $L_{\text{д}} = 1/K_{\text{р ном}}$ и коэффициента шума $K_{\text{р ном}}$ находятся в определенной связи тока через смеситель

(рис. 6.26). Поэтому для диодного преобразователя существуют оптимальное значение тока и, следовательно, оптимальное значение мощности гетеродина $P_{\text{г}}$, подводимой к смесительному диоду. Необходимую степень связи гетеродина с диодом и контролируют по значению тока I_0 , который легко измерить.

Шумы гетеродина вносят заметный вклад в общий шум преобразователя частоты. Спектр шума гетеродина определяется частотной характеристикой его резонансной системы (рис. 6.27). Шум гетеродина состоит из составляющих спектра шума, которые отстоят от частоты гетеродина на $\pm f_{\text{ПЧ}}$, и лежит в полосе частот УПЧ (заштрихованные области).

Видно, что чем выше добротность резонансной системы гетеродина и промежуточная частота, тем меньшую мощность имеют эти составляющие шума, т.е. меньшую относительную шумовую температуру гетеродина.

Для сокращения влияния шумов гетеродина применяют балансные смесители, которые подавляют амплитудные шумы гетеродина (рис. 6.28). К плечам шлейфового моста 1 подключены диоды, в два других плеча поступают принимаемый сигнал и мощность от гетеродина.

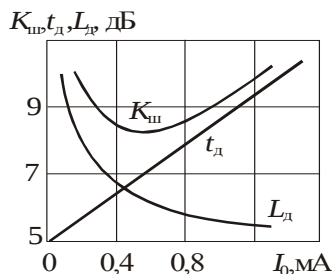


Рис. 6.26. Зависимости относительной шумовой температуры, потерь преобразования и коэффициента шума от тока на диоде

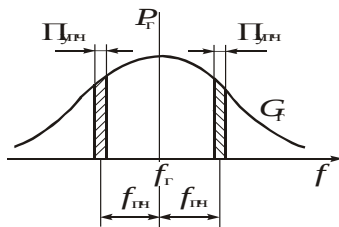


Рис. 6.27. Спектр шума гетеродина

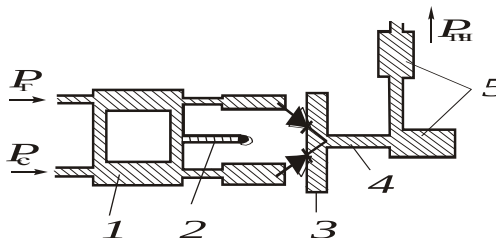


Рис. 6.28. Топология балансного смесителя

Короткозамкнутый четвертьволновый шлейф 2 служит для замыкания цепей диодов по постоянному току и току промежуточной частоты. Низкоомные разомкнутые четвертьволновые шлейфы 3 обеспечивают короткое замыкание для СВЧ-токов на выходе диодов. Развязка цепей СВЧ и промежуточной частоты осуществляется фильтром на отрезках 4 и 5 микрополосковой линии.

6.6. ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ, ФАЗОВРАЩАТЕЛИ, ЗАЩИТНЫЕ УСТРОЙСТВА (ОГРАНИЧИТЕЛИ), РЕГУЛИРУЕМЫЕ ОСЛАБИТЕЛИ (АТТЕНЮАТОРЫ)

Переключатели. В устройствах СВЧ для управления мощностью в тракте применяются полупроводниковые СВЧ-диоды. Управляющее действие диода основано на изменении его сопротивления с изменением полярности и значения приложенного напряжения смещения или уровня СВЧ-мощности в линии передачи.

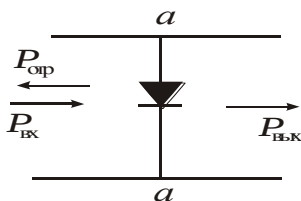


Рис. 6.29. Схема линии передачи с волновым сопротивлением, включенным параллельно

Пусть диод включен в линию передачи с волновым сопротивлением $Z_{\text{в}}$ параллельно (рис. 6.29), а его сопротивление равно $Z_{\text{д}}$. Ослабление сигнала в этом случае описывается уравнением

$$L = \frac{10 \lg P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} = 10 \lg \left[1 + \frac{Z_{\text{в}}}{2Z_{\text{д}}} \right]^2.$$

Если сопротивление устройства много меньше сопротивления линии, то реализуется режим запирающего и ослабления велико, например $L > 20$ дБ, причем большое ослабление связано с отражением большей мощности от устройства. Когда сопротивление устройства велико по сравнению с волновым сопротивлением линии передачи, потери малы и осуществляется режим пропускания ($L = 0$). Устройство, в котором достигаются разные значения ослабления сигнала при изменении полярности управляющего напряжения, называется СВЧ-выключателем.

В режимах пропускания и запирающего поглощаемая в диоде мощность может быть много меньше падающей мощности, поэтому с

помощью сравнительно маломощного диода можно управлять мощными сигналами в линии.

Непосредственное включение диода в линию практикуется главным образом в дециметровом диапазоне длин волн. В сантиметровом диапазоне для уменьшения потерь в режиме пропускания и увеличения ослабления в режиме запирания при включении диода в линию передачи используют реактивные настроечные элементы, компенсирующие емкость и индуктивность диода на заданной частоте f_0 . На рис. 6.30, *а* настроечная индуктивность L_n включена параллельно диоду и обеспечивает выполнение параллельного резонанса между точками *а – а* в режиме пропускания, а настроечная емкость C_n – последовательного резонанса в режиме запирания. В этом случае диапазонные характеристики ослабления выключателя имеют резонансный характер и определяются значениями нагруженной добротности в режимах запирания Q_3 и пропускания Q_n . Для расширения полосы пропускания выключателя необходимо уменьшить собственную емкость и индуктивность диода, поэтому на практике их применяют в бескорпусном виде и настройку их осуществляют с помощью разомкнутых и короткозамкнутых шлейфов или путем включения диода не в основную линию передачи, а в шлейф (рис. 6.30, *б* и *в*).

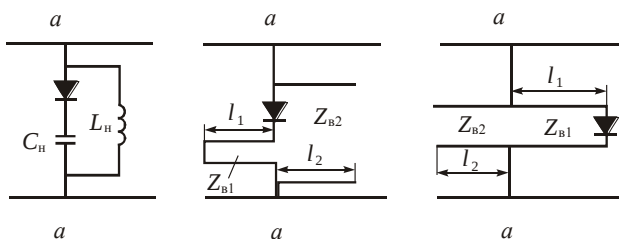


Рис. 6.30. Включение диодов в микрополосковых переключателях

Часто практикуют включение диода непосредственно в микрополосковую линию (рис. 6.31, *а*), что эквивалентно рис. 6.30, *б*.

В коммутирующих устройствах на базе микрополосковых линий часто используют последовательное включение диода в разрыв полоскового проводника. В микрополосковом переключателе на два канала (рис. 6.31, *б*) диоды 1 включены последовательно в боковые плечи тройникового разветвления [9]. Дроссельная цепь 2 служит для подачи управляющего напряжения на диоды. При обратной полярности

напряжения на диодах линия разрывается и в соответствующие плечи тройника сигнал не проходит. Диоды установлены на расстоянии $\lambda/2$ от входного плеча тройника, поэтому входное сопротивление разомкнутого плеча велико и сигнал без отражения проходит в плечо с прямосмещенным диодом.

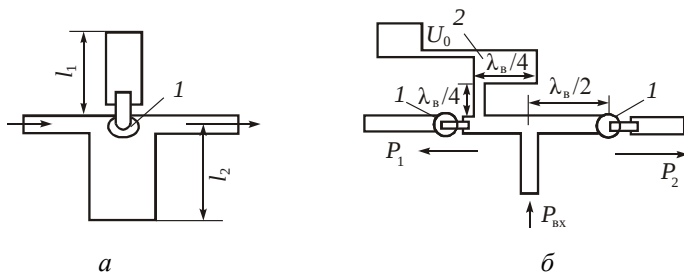


Рис. 6.31. Примеры топологии микроволновых переключателей

Переключательные диоды используют в основном $p-i-n$ -структуры. Они состоят из сильнолегированных p - и n -областей, разделенных слоем сравнительно чистого высокоомного материала с концентрацией примеси порядка $10^{12} \dots 10^{13} \text{ см}^{-3}$, близкого по свойствам к собственному i -полупроводнику. Толщина высокоомной области в структурах приборов различной мощности и быстродействия составляет от 150 мкм до нескольких микрон. Емкость таких структур определяется в основном толщиной i -слоя, а поскольку его толщина велика, удельная емкость $p-i-n$ -структуры значительно меньше, чем у $p-n$ -перехода. Это позволяет увеличивать площадь структур, а значит, и повышать предельно допустимую рассеиваемую мощность прибора. По этой же причине пробивные напряжения $p-i-n$ -структур могут составлять сотни вольт – единицы киловольт. Если к структуре приложить обратное смещение, то ширина обедненной области в i -слое будет расти и при некотором отрицательном напряжении перекроет весь высокоомный слой. Ширина обедненной области в p - и n -материалах небольшая в силу высоких концентраций примесей. Поэтому полная ширина обедненной области и емкость структуры с изменением напряжения остаются практически постоянными.

Полупроводниковые фазовращатели СВЧ на диодах. Фазовращатели – устройства, которые изменяют фазовый сдвиг проходящего через них сигнала. Фазовращатели могут быть пассивными (без усиления) на диодах и активными (с усилением) на полевых транзисторах с барьером Шоттки. По принципу работы фазовращатели

можно разделить на плавные (аналоговые) и дискретные (цифровые или коммутационные). Фазовращатели СВЧ должны обеспечивать: получение требуемого фазового сдвига с точностью до единиц градусов при минимальных потерях (десятые доли, единицы децибел), высокое быстродействие (единицы наносекунд); хорошее согласование с СВЧ-трактом (значение коэффициента стоячей волны должно быть не более 1,25), модуляцию фазы колебаний на допустимом уровне мощности и т.п. Фазовращатели, являясь составной частью аналоговых модуляторов и дискретных манипуляторов фазы, позволяют на СВЧ реализовать помехоустойчивые виды цифровой модуляции; фазировать сигналы в устройствах сложения многолучевых сигналов и суммирования мощности; изменять фазу и амплитуду колебаний отдельных излучателей ФАР и многолучевых антенн.

В *плавных* фазовращателях фаза СВЧ-колебаний изменяется непрерывно в заданных пределах $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ при непрерывном изменении управляющего напряжения.

На рис. 6.32 приведена схема плавного фазовращателя, работающего на отражение и состоящего из циркулятора и отражающего звена. Последнее включает в себя короткозамкнутый отрезок линии длиной менее $l < \lambda/4$, обеспечивающий подачу смещения на диод и компенсирующий его паразитные реактивные параметры на высокой частоте, сам диод, включенный как варактор, а также элементы развязывающего фильтра по цепям питания и СВЧ. Сигнал, поступая к плечу 1 циркулятора, проходит к отражающему звену, подключенному к плечу 2. Фаза φ_Γ коэффициента отражения Γ этого звена зависит от проводимости, равной в точке А сумме проводимостей короткозамкнутого отрезка линии $y_1 = j_{b1}$, и запертого обратным напряжением смещения диода $y_2 = j_{b2}$, так как

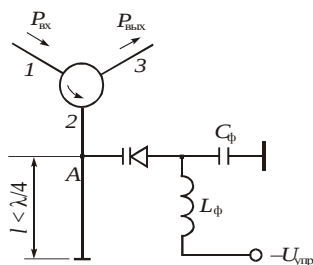


Рис. 6.32. Схема фазовращателя

$$\Gamma = \frac{[1 - j(\delta_1 + \delta_2)]}{[1 + j(\delta_1 + \delta_2)]},$$

$$|\Gamma| = 1, \quad \alpha \varphi_\Gamma = \arctg \left(\frac{\operatorname{Im} \Gamma}{\operatorname{Re} \Gamma} \right) = \arctg \left\{ \frac{-2(\delta_1 + \delta_2)}{1 - (\delta_1 + \delta_2)^2} \right\}.$$

При индуктивном характере проводимости компенсирующего отрезка линии ($l < \lambda/4$) величина φ_r может достигать 180° . При плавном изменении управляющего напряжения изменяется значение барьерной емкости C_j (проводимость δ_2), а следовательно, и φ_r , поэтому фаза в плече 3 циркулятора плавно изменяется относительно фазы колебаний в плече 1.

Плавные отражающие фазовращатели обеспечивают большой интервал регулирования фазы, например изменение фазы от нуля до 360° , что может быть получено всего на двух варакторах. В *дискретных* фазовращателях обеспечивается получение фиксированных фазовых сдвигов, отличающихся друг от друга на заданное значение. Если дискретный фазовращатель имеет m дискретных состояний, то сдвиг фазы колебаний СВЧ может принимать значения $\varphi_k = \frac{2\pi k}{m}$, где $k = 0, 1, 2, 3, \dots (m-1)$.

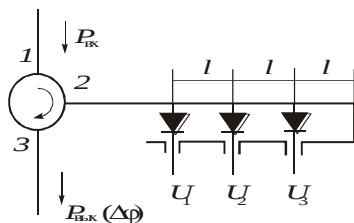


Рис. 6.33. Схема дискретного фазовращателя

Минимальное значение фазового

сдвига составит $\Delta\varphi = \varphi_k - \varphi_{k-1} = \frac{2\pi}{m}$.

Дискретные фазовращатели (рис. 6.33) чаще всего строятся на $p-i-n$ -диодах, которые работают в двух режимах – пропускания и запирания, а изменение фазы происходит за счет изменения длины линии, которую проходит волна. Вместо циркулятора можно исполь-

зовать СВЧ-мост, причем в двух развязанных плечах моста должны быть также установлены переключательные диоды, как и на рис. 6.33.

Аттенуаторы. Плавное изменение смещения на диоде вызывает изменение его сопротивления, а значит, обеспечивает плавную регулировку мощности, проходящей через участок линии с диодом в *регулируемых ослабителях (аттенуаторах)*. Изменение ослабления производится за счет изменения прямого тока диода. Для расширения полосы частот, увеличения пределов регулировки, ослабления и уменьшения отражения чаще всего в линию включают несколько управляемых диодов, расположенных на четвертьволновом расстоянии друг от друга.

Выпускаются $p-i-n$ -диоды с разной толщиной i -слоя, площадью структуры, рассеиваемой мощностью и быстродействием. Такие диоды могут коммутировать мощности в несколько сотен ватт в непрерывном

режиме и в десятки киловатт в импульсе при времени восстановления единицы микросекунд. СВЧ-диоды с p - n -переходом или с барьером Шоттки имеют гораздо большее быстродействие, однако могут работать только на низких уровнях СВЧ-мощности, поскольку сохраняют на СВЧ выпрямительные свойства и при больших мощностях автоматически переходят в режим малого сопротивления.

Ограничители. Этот эффект используется для создания *полупроводниковых СВЧ-ограничителей*, ослабление которых зависит от уровня падающей на них мощности. Такие самоуправляющиеся устройства применяют для защиты входных цепей приемников СВЧ от мощных внешних помех и устанавливают после разрядников, антенных переключателей или управляемых выключателей на p - i - n -диодах.

Ограничительные диоды занимают промежуточное положение между p - i - n -диодами и диодами с p - n -переходом. Высокоомный слой между p - и n -областями в таких диодах имеет толщину 1...3 мкм, и эффект смыкания имеет место практически при нулевом смещении.

Конструкции ограничителей принципиально не отличаются от конструкций выключателей, но в них диоды работают без внешнего смещения. При малом входном сигнале, когда мощность меньше порога ограничения, сопротивление полупроводниковой структуры имеет емкостной характер. В ограничителе обеспечивается режим пропускания с малыми потерями – участок 1 на рис. 6.34.

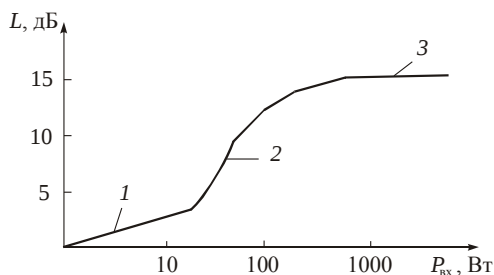


Рис. 6.34. График зависимости потерь от мощности ограничения

При возрастании СВЧ-мощности за счет протекания выпрямленного тока сопротивление диода уменьшается, а ослабление увеличивается (участок 2). При дальнейшем увеличении мощности сопротивление полупроводниковой структуры меняется мало. Ослабление на этой стадии достигает 15...20 дБ и изменяется незначительно (участок 3).

Глава 7

ТРАНЗИСТОРЫ СВЧ

7.1. БИПОЛЯРНЫЕ СВЧ-ТРАНЗИСТОРЫ

Физические принципы работы транзисторов рассмотрены во многих книгах, но мы уделим преимущественное внимание тем параметрам и характеристикам транзисторов, которые наиболее существенны в СВЧ-диапазоне и определяют частотные свойства транзисторов.

Для СВЧ-транзисторов есть такое понятие, как коэффициент качества, определяется он как произведение коэффициента усиления по мощности на ширину полосы в степени $1/2$:

$$K = \left(\frac{f_T}{8r_b C_k} \right)^{1/2}, \quad (7.1)$$

где f_T – предельная частота усиления по току; r_b – сопротивление базы; C_k – емкость коллектора.

Коэффициент качества также можно выразить через время задержки сигнала между эмиттером и коллектором τ_{ek} :

$$K = \frac{1}{4\pi(r_b C_k \tau_{ek})^{1/2}}. \quad (7.2)$$

Анализируя это выражение, можно сделать вывод, что для получения хорошего СВЧ-транзистора при конструировании должны быть сведены к минимуму сопротивление базы, емкость коллектора и время задержки сигнала в транзисторе.

Сопротивление базы. В планарном транзисторе небольшой базовый ток, протекая параллельно плоскостям эмиттерного и коллекторного переходов из области базового контакта, создает в базе поперечное падение напряжения, поскольку базовая область имеет конечное сопротивление. Поперечное падение напряжения в базе может влиять на работу транзистора, так как части эмиттера, наиболее удаленные от базового контакта, будут работать при меньшем смещении, чем близлежащие части, а поскольку эмиттер имеет малое удельное сопротивление, происходит смещение эмиттера к краю, лежащему ближе к базовому контакту. Чтобы устранить эффект самосмещения, конструируют эмиттер с большой величиной отношения периметра к площади, например, в виде ряда длинных узких полосок, так что поперечное падение напряжения на каждой полоске в результате протекания базового тока оказывается малым.

СВЧ-транзисторы конструируют таким образом, что при малой ширине эмиттерных полосок и используемых на практике плотностях тока ток по площади эмиттера распределяется практически равномерно. Можно показать, что при этих условиях вклад в сопротивление базы той ее части, которая находится под эмиттером, определяется выражением

$$r_{bi} = \frac{SR_{0e}}{2ln}, \quad (7.3)$$

где S и l – соответственно ширина и длина эмиттерной полоски; n – число полосок, каждая из которых лежит между двумя базовыми контактами; R_{0e} – поперечное сопротивление базы, находящейся под эмиттером, измеренное в омах на квадрат, что соответствует удельному сопротивлению базы, деленному на толщину базы.

Уравнение сопротивления части базы, лежащей между краем эмиттера и краем базового контакта, можно записать в виде

$$r_{b0} = \frac{tR_{0b}}{2ln}, \quad (7.4)$$

где t – расстояние от края эмиттера до края базового контакта; R_{0b} – поперечное сопротивление этой части базы.

Обычно R_{0e} больше R_{0b} , поскольку часть базы, находящаяся под эмиттером, имеет меньшую толщину и более низкий уровень легирования.

Такая структура с двумя эмиттерными и тремя базовыми контактами показана на рис. 7.1.

Структуру с поочередным расположением эмиттерных и базовых полосок называют гребенчатой. Величину r_{bi} называют сопротивлением активной базы, а r_{b0} – сопротивлением пассивной базы. Кроме того, на сверхвысоких частотах следует учитывать, что есть еще один компонент базового сопротивления – сопротивление базового контакта $r_{b\text{ конт}}$.



Рис. 7.1. Гребенчатая структура транзистора

Таким образом, суммарное сопротивление базы

$$r_b = r_{bi} + r_{b0} + r_{b\text{ конт}}, \quad (7.5)$$

причем

$$r_{b\text{ конт}} = \frac{\rho_{b\text{ конт}}}{U \ln}, \quad (7.6)$$

где $\rho_{b\text{ конт}}$ – удельное сопротивление базового контакта; U – ширина базовой контактной полоски.

На рис. 7.2 представлена конструкция микротранзистора и его эквивалентная схема. На рис. 7.2, б – эквивалентная схема компонентов сопротивления базы для гребенчатой транзисторной структуры с одной эмиттерной полоской, на рис. 7.2, в – та же эквивалентная схема, но с учетом распределенной емкости коллектора.

Длина эмиттерной и базовой полосок l входит во все три компонента базового сопротивления, следовательно, сопротивление базы можно уменьшить просто путем увеличения l . Однако эмиттер нельзя делать слишком большой длины, иначе падение напряжения вдоль длины будет создавать смещение на частях эмиттера, наиболее удаленных от эмиттерного контакта. Практический предел увеличения длины эмиттера достигается, когда плотность тока в эмиттерной металлизации на конце контактной полоски становится равной предельно допустимой

величине пробоя для данной системы металлизации. Уменьшить сопротивление базы можно также увеличением числа эмиттерных полосок n , и именно этот путь используется при гребенчатой конструкции транзистора.

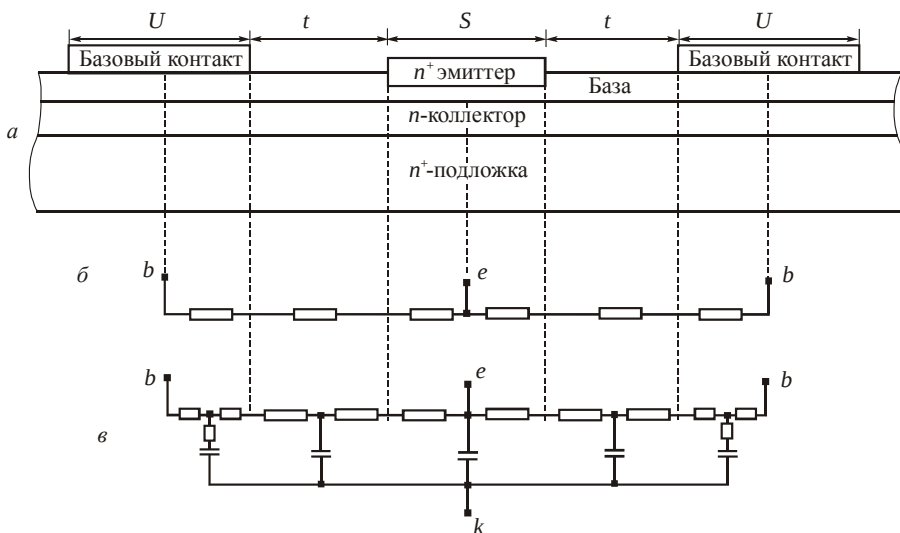


Рис. 7.2. Конструкция микротранзистора и его эквивалентная схема

Емкость коллектора. Вторым параметром в уравнении качества СВЧ-транзистора, влияющим на его высокочастотные свойства, является емкость коллектора C_k . Она состоит из емкости переходного слоя C_{tk} и диффузионной емкости C_{dk} :

$$C_k = C_{tk} + C_{dk}. \quad (7.7)$$

Диффузионная емкость C_{dk} связана с изменением заряда в базе под действием напряжения, и для того чтобы ее влияние было существенным, необходима модуляция ширины базы переменным напряжением на коллекторе. Но поскольку уровень легирования базы намного выше, чем коллекторная область, и обедненный слой p - n -перехода находится полностью в коллекторной области, изменение напряжения на коллекторе не оказывает существенного влияния на ширину базы, поэтому емкостью C_{dk} можно пренебречь.

Емкость переходного слоя $C_{тк}$ зависит от площади коллектора и ширины обедненного слоя. Так как профиль распределения примеси в базе СВЧ-транзистора имеет очень большой градиент, часто пользуются формулой резкого перехода:

$$C_{тк} = A_k \left[\frac{e\epsilon\epsilon_0 N_k}{2(U + \phi)} \right]^{1/2}$$

или для кремния

$$C_{тк} = A_k \cdot 2,88 \cdot 10^{-4} \left(\frac{N_k}{U + \phi} \right)^{1/2} [\text{пФ}], \quad (7.8)$$

где A_k – площадь коллектора; N_k – уровень легирования в эпитаксиальной коллекторной области; U – приложенное напряжение к коллектору; ϕ – контактный потенциал перехода.

Хороший СВЧ-транзистор должен быть сконструирован таким образом, чтобы коллекторный эпитаксиальный слой был полностью обеднен при подаче напряжения на транзистор. В этом случае

$$C_{тк} = \frac{A_k \epsilon \epsilon_0}{W_{\text{эпит}}}, \quad (7.9)$$

где $W_{\text{эпит}}$ – толщина эпитаксиального слоя; ϵ – диэлектрическая постоянная; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

В этих условиях, чтобы избежать преждевременного прокола базы до пробоя коллектора, должно выполняться соотношение

$$\frac{W_{\text{эпит}}}{W_b} = \frac{N_b}{N_k}, \quad (7.10)$$

где W_b – ширина базы; N_b – концентрация примеси в базе.

Для минимизации емкости коллектора и, следовательно, улучшения СВЧ-характеристик транзистора надо свести к минимуму площадь коллектора. Это означает, что размеры S , t и U (см. рис. 7.1) должны быть как можно меньше, а величины l и n – не больше, чем это требуется для обеспечения нужной величины тока и выходной мощности.

В эквивалентной схеме транзистора, представленной на рис. 7.2, v , коллекторная емкость C_k разделена на элементы, образующие RC -линии передачи с соответствующими элементами сопротивления базы.

Если обозначить через C_0 коллекторную емкость на единицу площади, то

$$C_{ki} = C_0 S l, \quad C_{k0} = 2C_0 t l, \quad C_{k\text{конт}} = C_0 U l.$$

Для эквивалентной схемы, представленной на рис. 7.2, уравнение качества можно записать так:

$$K = \left\{ \frac{f_T}{8\pi \left[(r_{bi} + r_{b0} + r_{b\text{конт}}) C_{ki} + \left(\frac{r_{60}}{2} + r_{b\text{конт}} \right) C_{k0} + r_{b\text{конт}} C_{k\text{конт}} \right]} \right\}^{1/2}. \quad (7.11)$$

Во все компоненты знаменателя входит $r_{b\text{конт}}$, значит, если ширина базовой контактной полоски достаточно велика, т.е. $r_{b\text{конт}}$ малó, то величина K слабо зависит от сопротивления базового контакта, а при меньших значениях ширины полоски величина K уменьшается. Следовательно, ширина базовой контактной полоски должна определяться соотношением величин удельного сопротивления базового контакта и поперечного сопротивления пассивной базы.

Удельное сопротивление базового контакта зависит от типа используемой системы контактной металлизации и уровня легирования поверхности кремния. Для снижения поперечного сопротивления базы под базовым контактом и уровня легирования поверхности кремния часто используют p^+ -диффузию или ионное легирование в область, находящуюся под базовой контактной полоской.

Время задержки сигнала τ_{ek} (см. уравнение (7.2)) представляет собой полное время переноса носителя заряда. За время прохождения через прибор носитель заряда претерпевает последовательно несколько этапов задержки, каждый из которых рассмотрим ниже. Эти составные элементы времени задержки суммируются:

$$\tau_{ek} = \tau_e + \tau_{eb} + \tau_{bk} + \tau_b + \tau_d + \tau_k, \quad (7.12)$$

где τ_e – эмиттерное время задержки, связанное с избыточным накоплением дырок в эмиттере; τ_{eb} – время заряда емкости перехода эмиттер – база через эмиттер; τ_{bk} – время заряда емкости перехода база – коллектор через эмиттер; τ_b – время переноса носителей через базу; τ_d – время задержки в обедненном слое коллектора; τ_k – время заряда

емкости перехода база – коллектор через коллектор. Каждую из постоянных времени можно выразить через соответствующую характеристическую частоту $\omega = 1/\tau$, тогда получим выражение

$$\frac{1}{\omega_T} = \frac{1}{\omega_e} + \frac{1}{\omega_{eb}} + \frac{1}{\omega_{bk}} + \frac{1}{\omega_b} + \frac{1}{\omega_d} + \frac{1}{\omega_k}. \quad (7.13)$$

Частота $\omega_T = 2\pi f_T$ – наиболее важный параметр СВЧ-транзистора, так как она определяет коэффициент усиления по току и коэффициент шума, f_T – частота, на которой коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером равен единице; ее называют граничной частотой коэффициента усиления по току.

Эмиттерное время задержки. Ранее считалось, что для обеспечения высокой эффективности эмиттера в него необходимо вводить как можно больше примеси, руководствуясь лишь тем, чтобы не создать слишком больших нарушений кристаллической решетки. Однако высокий уровень легирования влияет на зонную структуру кремния, во-первых, из-за расширения примесной зоны и, во-вторых, из-за того, что большое число примесных атомов нарушает периодичность кристаллической решетки кремния, вызывая размытие границы зоны. Таким образом, высокий уровень легирования эмиттера приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны кремния, степень которого зависит от суммарной концентрации примеси, а следовательно, может быть различной в разных точках эмиттера.

Высокая степень легирования эмиттера приводит к возникновению задержки в нем, длительность которой определяется выражением

$$\tau_e = \frac{Q_e}{I_k} = \frac{1}{D_{pe}\beta_0} \int_0^{x_{eb}} x dx = \frac{x_{eb}^2}{2D_{pe}\beta_0}, \quad (7.14)$$

где Q_e – избыточный накопленный заряд неосновных носителей в эмиттере; I_k – ток коллектора; D_{pe} – коэффициент диффузии дырок, инжектированных из базы в сильно легированный эмиттер; β_0 – коэффициент усиления по постоянному току; x_{eb} – глубина эмиттера.

Поскольку длительность задержки определяется интегралом накопленного заряда от поверхности эмиттера до границы области пространственного заряда эмиттер – база, ее можно сократить путем уменьшения глубины эмиттерного перехода.

При конструировании СВЧ-транзисторов переходы всегда стараются делать малой глубины, чтобы повысить градиент распределения примеси в переходе эмиттер – база с целью снижения эмиттерной емкости за счет уменьшения краевой емкости эмиттера. Еще более важным основанием для снижения глубины эмиттера является, как мы видели, необходимость уменьшения τ_e . Чтобы использовать малую глубину эмиттера для повышения f_T (т.е. граничной частоты усиления транзистора), необходимо прежде всего убедиться в том, что система эмиттерной металлизации не только обеспечивает хороший омический контакт с малым сопротивлением к эмиттерной поверхности, но и не вызывает диффузии или миграции примесей к переходу эмиттер – база при последующей работе транзистора, в противном случае возможно повреждение перехода. Величину τ_e можно уменьшить и путем уменьшения градиента распределения примеси в эмиттере, как уже говорилось выше.

Время заряда емкости эмиттер – база через эмиттер τ_{eb} . Переход эмиттер – база включен в прямом направлении, и эмиттерный ток делится между параллельно включенными сопротивлением эмиттера r_e и емкостью эмиттерного перехода C_{te} . Только та часть тока, которая проходит через r_e , инжектируется в базу и усиливается. Ток, текущий через C_{te} , является паразитным. В результате образуется RC-цепочка с временем задержки:

$$\tau_{eb} = \frac{1}{\omega_{eb}} = r_e C_{te}. \quad (7.15)$$

Здесь r_e – отношение эмиттерного напряжения к току эмиттера, а C_{te} – барьерная емкость перехода, которые определяются выражениями

$$r_e = \frac{kT}{eI_e} \approx \frac{25}{I_e}, \quad C_{te} = 2,88 \cdot 10^{-4} A_e \left(\frac{N_{be}}{U + \varphi} \right)^{1/2} [\text{пФ}], \quad \varphi \approx 0,7 \text{ В}.$$

Для уменьшения τ_{eb} можно увеличить ток эмиттера I_e , понизив таким образом r_e . СВЧ-транзисторы обычно работают при таких уровнях эмиттерного тока, что τ_{eb} не вносит существенного вклада в суммарное время задержки.

Емкость эмиттерного перехода C_{te} , возникающая в результате изменения ширины обедненного слоя эмиттера, пропорциональна площади эмиттера.

Для улучшения частотной характеристики транзистора площадь эмиттера следует уменьшить до предела, определяемого мощностью рассеяния и требованиями надежности. Это можно сделать уменьшением ширины эмиттера S . Нижний предел для S определяется разрешающей способностью фотолитографии. Последовательное сопротивление эмиттера r_{se} , в которое входят сопротивление кремния в области эмиттера и сопротивление эмиттерной металлизации, включено последовательно с $r_e C_{te}$ так, что заряд эмиттерной емкости осуществляется через комбинацию сопротивлений r_e и r_{se} . Постоянная времени определяется выражением

$$\tau_{eb} = \frac{1}{\omega_{eb}} = (r_{se} + r_e) C_{te}. \quad (7.16)$$

В малошумящем маломощном СВЧ-транзисторе значение r_{se} может составлять 0,5...1,0 Ом, что на порядок ниже типичной величины r_e для этого типа транзисторов.

В мощные СВЧ-транзисторы часто встраивают дополнительные эмиттерные резисторы для выравнивания тока в различных частях гребенки эмиттера. Поскольку эти транзисторы работают при гораздо более высоких уровнях тока, чем малошумящие приборы, величина r_e будет сравнительно малой, так что для определения τ_{eb} можно пользоваться уравнением (7.16).

Время заряда емкости база – коллектор τ_{bk} через эмиттер.

В СВЧ-транзисторе следует учитывать время задержки сигнала, которым в низкочастотных транзисторах можно пренебречь, например время задержки, определяемое временем заряда емкости коллекторного перехода через эмиттер, которое создает частотные ограничения RC-типа:

$$\tau_{bk} = \frac{1}{\omega_{bk}} = (r_{se} + r_e) C_{tk}. \quad (7.17)$$

При наличии эмиттерных резисторов, используемых для выравнивания тока в эмиттере, учитывается их вклад в r_{se} . При отсутствии эмиттерных резисторов величина r_{se} обычно пренебрежимо мала по сравнению с r_e . В последнем случае, который относится к маломощным СВЧ-транзисторам, выражение (7.17) сводится к виду

$$\tau_{bk} = r_e C_{tk}.$$

Время переноса носителей через базу τ_b определяется из решения уравнения переноса. Это уравнение решается через выражение для коэффициента переноса в базе β^* , представляющего собой отношение тока на границе базы с коллектором к току на границе базы с эмиттером. β^* является комплексной величиной, поскольку при перемещении носителей в базе происходит не только уменьшение амплитуды сигнала, но и сдвиг по фазе.

Время переноса электронов через базу p -типа можно выразить через ширину базы W и коэффициент диффузии электронов в базе D_{nb} :

$$t_b = \frac{W^2}{D_{nb}}. \quad (7.18)$$

Коэффициент переноса определяется выражением

$$\beta^* = \left[\left(\frac{W}{L} \right)^2 + j\omega_b t_b \right]^{1/2}, \quad (7.19)$$

где L – длина базы.

Чтобы найти предельную частоту передачи тока в базе ω_b , которая определяется как частота, соответствующая уменьшению $|\beta^*|$ на 3 дБ по сравнению с низкочастотным уровнем, уравнение (7.19) разлагают в ряд и находят $\omega_b t_b$ из условия $|\beta^*| = \frac{\sqrt{2}}{2}$, откуда $\omega_b t_b = 2,43$.

Подставив в данное выражение значение t_b , получим

$$\omega_b \frac{W^2}{D_{nb}} = 2,43$$

или

$$\frac{1}{\omega_b} = \frac{W^2}{2,43 D_{nb}}.$$

Таким образом, постоянная времени переноса через базу определяется выражением

$$\tau_b = \frac{W^2}{2,43 D_{nb}}. \quad (7.20)$$

Уравнение (7.20) описывает время переноса через базу только в том случае, когда перемещение носителей заряда происходит за счет диффузии. Если в базе имеется дрейфовое поле E , возникающее благодаря градиенту концентрации примеси в базе, то время переноса электронов через базу будет меньше, так как помимо диффузионного перемещения ускорение электронов будет происходить за счет электрического поля. Этот эффект можно учесть, воспользовавшись модифицированной формулой

$$\tau_b = \frac{W^2}{nD_{nb}}. \quad (7.21)$$

В случае кремниевых СВЧ транзисторов n - p - n -типа с диффузионной базой типичное значение n лежит в диапазоне 4...7.

Время задержки в обедненном слое коллектора. После того как инжектированные носители заряда проходят через базу, они попадают в обедненный слой обратносмещенного коллекторного перехода и переносятся через него под действием сильного электрического поля, существующего в переходе. Скорость движения носителей достигает скорости насыщения $V_{\text{нас}}$ при электрических полях порядка 10^4 В/см. Так как поле в обедненном слое коллектора СВЧ-транзистора обычно гораздо выше этой величины, можно считать, что носители проходят весь обедненный слой со скоростью насыщения. При нормальной работе эта скорость почти не зависит от изменения коллекторного напряжения во всем его рабочем диапазоне.

Время переноса носителей через обедненный слой шириной X_d как при плавном, так и при ступенчатом распределении примеси определяется выражением

$$t_d = \frac{X_d}{V_{\text{нас}}}. \quad (7.22)$$

Соответствующая задержка сигнала при этом составляет $t_d/2$.

Таким образом, время задержки в обедненном слое коллектора определится как

$$\tau_d = \frac{1}{\omega_d} = \frac{X_d}{2V_{\text{нас}}}. \quad (7.23)$$

Чтобы сделать минимальным время задержки τ_d , следует уменьшить X_d . Этого можно достичь путем уменьшения удельного сопротивления эпитаксиального слоя коллектора при неизменной величине коллекторного напряжения. Величина τ_d весьма чувствительна к изменению коллекторного напряжения, поскольку X_d изменяется как корень квадратный из приложенного напряжения. Однако в СВЧ-транзисторах слой объемного заряда коллектора обычно распространяется на всю глубину эпитаксиального слоя. В этих условиях τ_d определяется выражением

$$\tau_d \approx \frac{W_{\text{эпит}}}{2V_{\text{нас}}}, \quad (7.24)$$

где $W_{\text{эпит}}$ – глубина эпитаксиального слоя.

Постоянная времени заряда емкости перехода база – коллектор τ_k через коллектор. Емкость коллекторного перехода $C_{\text{тк}}$ должна заряжаться через суммарное сопротивление эмиттер – коллектор, состоящее из трех частей: последовательного сопротивления эмиттера r_{se} , дифференциального сопротивления эмиттерного перехода r_e и последовательно включенного сопротивления коллектора r_{sk} . О влиянии r_{se} и r_e говорилось выше, поэтому рассматривать их не будем. Выражение для последней составляющей времени задержки сигнала примет вид

$$\tau_k = \frac{1}{\omega_k} = r_{sk} C_{\text{тк}}. \quad (7.25)$$

При изготовлении кремниевых n – p – n транзисторов СВЧ используются эпитаксиальные слои n -типа, выращенные на подложке n^+ -типа, причем при нормальной величине рабочего напряжения обедненный слой коллектора проникает на всю глубину эпитаксиального слоя, почти достигая подложки. В этих условиях последовательное сопротивление коллектора почти полностью определяется удельным сопротивлением подложки ρ_k и ее толщиной l_k , так что

$$r_{sk} = \frac{\rho_k l_k}{A_k}, \quad (7.26)$$

где A_k – площадь коллектора.

Емкость коллекторного перехода в условиях полного обеднения эпитаксиального слоя определяется выражением

$$C_{\text{тк}} \approx \frac{A_k \varepsilon \varepsilon_0}{W_{\text{эпит}}},$$

тогда

$$\tau_k \approx \frac{\rho_k l_k \varepsilon \varepsilon_0}{W_{\text{эпит}}}. \quad (7.27)$$

Удельное сопротивление подложки обратно пропорционально концентрации примеси, следовательно, для снижения τ_k надо использовать сильнолегированную подложку n -типа. Для легирования подложки часто используют сурьму, так как она диффундирует в кремнии сравнительно медленно и это позволяет избежать диффузии из подложки в эпитаксиальный слой в процессе изготовления транзистора. Толщину подложки l_k следует уменьшать для снижения τ_k и, что особенно важно в мощных транзисторах, для теплового сопротивления между активной областью прибора и теплоотводом. Суммарное время задержки сигнала между эмиттером и коллектором можно суммировать следующим образом:

$$\tau_{ek} = \frac{X_{eb}^2}{2D_{pe}\beta_0} + r_e(C_{\text{те}} + C_{\text{тк}}) + \frac{W^2}{nD_{nb}} + \frac{X_d}{2V_{\text{нас}}} + r_{sk}C_{\text{тк}}. \quad (7.28)$$

Таким образом, при конструировании транзистора для уменьшения τ_{ek} и, как следствие, увеличения f_t необходимо исходить из следующих практических соображений.

1. Глубина эмиттерного перехода должна быть малой. На практике транзисторы СВЧ имеют глубину эмиттерного перехода не более 0,1...0,2 мкм. Ограничением является возможность диффузии контактной металлизации в эмиттер в процессе изготовления транзистора (при высоких температурах) или при его последующей работе. По этой причине в качестве контактной металлизации к мелким p - n -переходам используют сложные металлические системы: либо алюминий с подслоем титана, либо сплав алюминий-кремний.

2. Концентрация примеси в эмиттерной области не должна быть слишком высокой.

3. Коэффициент усиления по постоянному току β_0 должен быть как можно больше, т.е. отношение уровня легирования эмиттера к уровню легирования в базе должно быть много больше единицы (приблизи-

тельно на порядок). Причем эмиттер во избежание сужения запрещенной зоны и, как следствие, снижения эффективности сильно легировать нельзя.

Из пп. 2 и 3 следует, что степень легирования эмиттера в СВЧ-транзисторах не должна быть слишком высокой, что противоречит теории, согласно которой эмиттер легировали так сильно, как только возможно это сделать, не нарушая, конечно, при этом решетку полупроводникового кристалла.

4. Эмиттерное сопротивление должно быть малó, для чего рабочую точку транзистора смещают в область более высоких токов. Любое дополнительное сопротивление r_{se} должно быть как можно меньше; это касается и сопротивления металлизации, и контактного сопротивления, а также и выравнивающих балластных резисторов в мощных транзисторах.

5. С целью снижения емкости C_{te} следует уменьшать площадь эмиттера настолько, насколько это возможно из соображений плотности тока в транзисторе и эмиттерной металлизации. Кроме того, концентрация примеси в базовой области под эмиттером (активная база) не должна быть слишком большой, чтобы переход не получился слишком узким.

6. Емкость коллекторного перехода C_{tk} следует уменьшать, ограничивая площадь коллектора, насколько это возможно из соображений рассеяния мощности и отвода тепла.

7. Ширина базы W должна быть как можно меньше. Методом ионного легирования в настоящее время получают ширину базы менее 0,1 мкм.

8. Ширина обедненного слоя коллектора X_d должна быть настолько малой, насколько это возможно с точки зрения требований к величине рабочего напряжения и уровню легирования коллектора.

9. Коэффициент диффузии электронов в базе должен быть как можно больше, для чего активную базу легируют слабее, чем пассивную, находящуюся между эмиттерным и базовым контактами.

10. Уменьшение последовательного сопротивления коллектора r_k достигается благодаря использованию эпитаксиальных пленок. При конструировании транзистора предусматривается полное обеднение эпитаксиального слоя при рабочем напряжении. В этих условиях r_{sk} определяется свойствами подложки, которую изготавливают из низкоомного кремния и делают настолько тонкой, насколько это возможно из практических соображений. Таким путем удастся уменьшить величину r_{sk} , и тогда единственное, что остается, это обеспечить малую величину контактного сопротивления между обратной стороной кристалла и держателем.

Чтобы дать представление об относительных величинах постоянных времени, входящих в выражение (7.28), произведем оценку для набора параметров, соответствующих типовому транзистору СВЧ-диапазона (табл. 7.1).

Т а б л и ц а 7.1

Геометрические размеры и электрические параметры маломощного транзистора СВЧ-диапазона, используемые при расчете постоянной времени

Параметр	Обозначение	Величина
Глубина эмиттерного перехода	X_{eb}	$1,2 \cdot 10^{-5}$ см
Ширина базы	W	$1,1 \cdot 10^{-5}$ см
Ширина обедненного слоя коллектора	X_d	$1,2 \cdot 10^{-4}$ см
Коэффициент диффузии дырок в эмиттере	D_{pe}	$1,5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
Коэффициент диффузии электронов в базе	D_{nb}	$8,0 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
Дрейфовая скорость насыщения	$V_{\text{нас}}$	$8,2 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$
Фактор поля	n	3
Емкость обедненного слоя эмиттера	$C_{\text{те}}$	0,3 пФ
Емкость обедненного слоя коллектора	$C_{\text{тк}}$	0,07 пФ
Коэффициент усиления по постоянному току	β_0	40
Ток эмиттера	I_e	$2 \cdot 10^{-3}$ А
Площадь эмиттера	A_e	$1,26 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$
Площадь коллектора	A_k	$8,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2$
Удельное сопротивление подложки	ρ_k	0,01 Ом · см
Толщина подложки	l_k	0,01 см
Постоянная Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$
Абсолютная температура	T	300 К
Заряд электрона	e	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$

Тогда

$$\begin{aligned} \tau_{ek} &= \tau_e + \tau_{eb} + \tau_{bk} + \tau_b + \tau_d + \tau_k = \\ &= 1,2 + 3,9 + 0,9 + (4,2 + 1,2) + 7,5 + 0,8 = 19,7 \text{ нс}, \end{aligned}$$

следовательно,

$$f_{\text{т}} = \frac{1}{2\pi\tau_{ek}} = 8 \text{ ГГц}.$$

Очевидно, что в данном транзисторе существенное влияние на f_t оказывают время переноса в базе τ_b и время задержки в обедненном слое коллектора τ_d .

7.1.1. Практические ограничения частотного диапазона биполярных СВЧ-транзисторов на кремнии

Свойства полупроводникового материала. Максимальная рабочая частота биполярных транзисторов определяется технологическими ограничениями, связанными с их конструкцией, но вопросом перво-степенной важности является выбор материала полупроводника. Так, кремниевый $n-p-n$ -транзистор с шириной базы менее 0,15 мкм имеет меньшую величину τ_{ek} , чем германиевый $p-n-p$ -транзистор идентичной геометрии, благодаря меньшей ширине коллекторного перехода X_d при одной и той же величине напряжения U_{ek} . Это объясняется тем, что поле пробоя в кремнии выше, чем в германии.

Кремний имеет преимущество перед германием не только с точки зрения электрофизических свойств, но и с технологической точки зрения: более высокие поле пробоя и скорость насыщения электронов, более низкая диэлектрическая постоянная и более высокая теплопроводность, возможность выращивания собственного окисла для использования в планарной технологии, более развитая технология эпитаксиального наращивания.

Задача создания биполярных СВЧ-транзисторов на арсениде галлия пока не решена из-за технологических трудностей получения узкой базы и малой ширины эмиттера. Таким образом, кремний на сегодня является наиболее предпочтительным материалом для создания биполярных СВЧ-транзисторов. Толщина эпитаксиальной пленки должна контролироваться с точностью до 0,5 мкм, поскольку транзистор работает в условиях прокола эпитаксиального слоя обедненным слоем коллектора. После изготовления транзистора уменьшают излишнюю толщину исходной подложки путем механической полировки или химического травления ее обратной стороны с целью снижения сопротивления коллектора r_{sk} и уменьшения теплового сопротивления собственно тела кристалла.

Диэлектрическое покрытие. Помимо самого материала большое значение при проектировании транзистора имеет материал диэлектрического покрытия. В качестве последнего используют двуокись кремния, которая выращивается непосредственно на поверхности путем окисления кремния при высокой температуре. При этом граница кремния перемещается на 0,45 толщины окисла, т.е. если толщина окисла 0,5 мкм, то поглощается около 0,2 мкм кремния. Эта цифра имеет тот же порядок, что и толщина некоторых диффузионных слоев, поэтому ее следует учитывать при расчете структуры СВЧ биполярного транзистора на кремнии.

Двуокись кремния играет ключевую роль в планарной технологии на кремнии благодаря ее использованию в качестве диффузионной маски, она также является важным элементом конструкции транзистора как диэлектрическая среда и как покрытие, обеспечивающее пассивацию и стабилизацию поверхности изготовленного прибора.

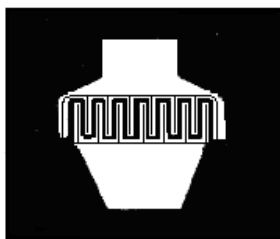


Рис. 7.3. Топология СВЧ-транзистора

Разрешающая способность. В технологии изготовления СВЧ-транзисторов основное значение имеет точность воспроизведения рисунка транзисторных элементов: ширины полосок, расстояния между полосками базы и эмиттера. Для транзистора с гребенчатой структурой, показанного на рис. 7.3, выведена эмпирическая формула, связывающая частотные свойства с геометрическими размерами полосок и расстояний между ними:

$$f_{\max} \approx \frac{40}{S + 2t},$$

где S и t выражены в микронах. Если современные методы фотолитографии позволяют получать размеры в 0,09 мкм (электронолитография), то теоретически исходя из геометрических размеров можно получать транзистор с предельной частотой до 100 ГГц.

Диффузия. Использование диффузии в качестве метода легирования полупроводников, который дает возможность вводить строго контролируемое количество примеси в окна определенных размеров, сделанные в маскирующем окисле, позволило получать структуры со строго заданными размерами, что крайне важно для диапазона СВЧ.

Рассмотрим основной эффект диффузии, который имеет наибольшее влияние именно на СВЧ-транзистор. Это эффект эмиттерного вытеснения, эффект «убегания базы» или эффект прогиба коллекторного перехода под эмиттером, который происходит в результате ускоренной диффузии базовой примеси под эмиттером [13]. В низкочастотных структурах этим эффектом пренебрегают в силу достаточно больших размеров слоев транзистора, но в СВЧ-транзисторе он имеет большое значение, поскольку может ограничивать минимально достижимую ширину базы, которая оказывает решающее влияние на предельную частоту работы транзистора.

Эффект эмиттерного вытеснения наиболее сильно выражен в кремниевых $n-p-n$ -транзисторах с эмиттером, легированным фосфором. Предполагаемой причиной ускорения диффузии базовой примеси бора под эмиттером (т.е. вытеснения базы) является то, что тетраэдрический ковалентный радиус атомов фосфора существенно меньше радиуса атомов кристаллической решетки кремния. Когда напряжения в кристалле, вызванные несоответствием примесных и «собственных» атомов, достигают критической величины, в легированном слое возникает сетка дислокации, которая начинает продвижение в глубь кристалла, вытесняя базовую примесь. Эффект эмиттерного вытеснения может быть ослаблен уменьшением температуры диффузии эмиттерной примеси. Еще более радикальной мерой является замена фосфора другим материалом, например мышьяком.

Ковалентные радиусы атомов мышьяка и кремния близки по величине, поэтому диффузия мышьяка не сопровождается образованием дислокации из-за рассогласования размеров. Отсутствие эмиттерного вытеснения в случае диффузии мышьяка является настолько полным, что может иметь обратный эффект – замедление диффузии базовой примеси. Это приводит к сужению базы под эмиттером, что хорошо для СВЧ-транзистора. Сужение базы имеет место и в том случае, если последовательность базовой и эмиттерной диффузии изменить на обратную, т.е. проводить сначала эмиттерную диффузию, а потом диффузию базовой примеси через эмиттер. В этом случае причиной замедления диффузии базовой примеси является встроенное электрическое поле, созданное ионизированными атомами эмиттерной примеси.

Структура с суженной базой при условии достаточно строгого контроля ее размеров является более выгодной для СВЧ-транзистора, так как ширину активной базы можно свести к минимуму, уменьшив

таким образом τ_{ek} , и сделать более широкой пассивную базу для уменьшения сопротивления базы в целом. Наиболее удобным способом создания базы и эмиттера является ионное легирование, оно отличается от диффузии более высокой воспроизводимостью параметров.

Контактная металлизация. Металл, используемый для создания контакта к кремнию, должен обеспечивать малую величину контактного сопротивления, а также металлургическую стабильность и надежность контакта при длительном воздействии повышенных температур и протекании тока высокой плотности. Контактный металл должен обладать всеми перечисленными свойствами и в отношении проволоочно-го вывода. Кроме того, в процессе технологического нанесения и фотолитографии по металлу он должен обеспечивать высокую разрешающую способность при химическом или ионном травлении, причем при сплавлении металла не должно растворяться слишком много кремния. Трудно найти металл, который бы полностью удовлетворял столь противоречивым требованиям.

Наиболее подходящим оказался алюминий. Однако по мере уменьшения размеров структур требования к контактной металлизации стали более жесткими в отношении плотности тока и уменьшения глубины проникновения при сплавлении. Из этих соображений приходится использовать сплав алюминия с 2 % кремния, который сплавляется на меньшую глубину и обладает более высокой токонесущей способностью. Альтернативой является золотая металлизация, но из-за хорошей проникающей способности золота в кремний чистое золото применять нельзя, необходим еще металл в качестве подслоя с плохой проникающей способностью. Для этой цели применяют титан, платину, вольфрам и молибден, иногда в сочетании с подслоем из силицида платины, никеля или хрома. Надежный контакт к золотой металлизации создается золотой проволокой, к алюминиевой – алюминиевой. Контактное сопротивление таких систем металлизации к базе p -типа с поверхностной концентрацией $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ едва удовлетворяет предъявляемым требованиям и может влиять на СВЧ-параметры транзистора.

Способы присоединения проволоки к системам металлизации могут быть разными. Алюминий, как правило, подсоединяется ультразвуковыми установками с одновременной подачей электрического импульса для разогрева места соединения.

Золотая металлизация соединяется с золотой проволокой методом термокомпрессии, т.е. методом давления с разогревом. Золото легко диффундирует при этом в слой металлизации. Способы соединения не-

прерывно совершенствуются с целью минимизации переходного сопротивления и увеличения усилий на отрыв проволоки от металлизации [1].

Конструкция корпуса. Кремниевый кристалл с транзисторной структурой должен быть помещен в корпус (или держатель) для обеспечения механической прочности и стабильных условий окружающей среды. Корпус является дополнением к кристаллу и неизбежно вносит паразитные емкость и индуктивность в эквивалентную схему. Корпус СВЧ-транзистора конструируется таким образом, чтобы минимизировать эти параметры, прямо снижающие усиление и полосу активного элемента. В таких корпусах применяются согласованные микрополосковые элементы. Наилучшим решением с электрической точки зрения является непосредственный монтаж кристалла в микрополосковую схему, но это означает, что кристалл имеет минимальную защиту от внешних воздействий и резко возрастает трудоемкость исполнения.

Обычно используются три типа корпусов: металlostеклянный, металлокерамический и пластмассовый. Первые два обеспечивают надежную герметизацию, но дороги, пластмассовые дешевы, но менее герметичны. Пластмасса обуславливает некоторое ухудшение СВЧ-параметров. Для того чтобы СВЧ-транзисторы применялись по схеме «общий эмиттер», важно сделать минимальной паразитную емкость база – коллектор, поскольку она увеличивает отрицательную обратную связь в схеме, и уменьшить индуктивность эмиттерного вывода для повышения стабильности и коэффициента усиления.

Кроме того, в мощных СВЧ-транзисторах важна малая величина теплового сопротивления между кристаллом и теплоотводом, для этой цели обычно используют окись бериллия (BeO) – прекрасный изолятор и теплопроводник.

7.1.2. Электрические параметры биполярного транзистора СВЧ

Данные параметры необходимы в основном для расчета схем применения транзисторов. В СВЧ-диапазоне для расчета применяют параметры рассеяния S , а не сосредоточенные параметры.

S -параметры СВЧ-транзистора выражаются через входной и выходной токи I_1 и I_2 , входной и выходной импедансы $Z_{\text{вх}}$ и $Z_{\text{вых}}$, а также через положительный импеданс Z_0 линии передачи без потерь, подключенной к входным и выходным зажимам транзистора (рис. 7.4).

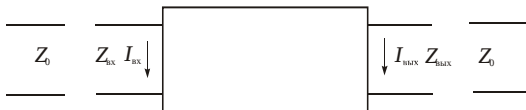


Рис. 7.4. Четырехполосник

Коэффициент отражения на входе при согласованной нагрузке на выходе ($Z_{\text{вых}} = Z_0$)

$$S_{11} = \frac{Z_{\text{вх}} - Z_0}{Z_{\text{вх}} + Z_0}. \quad (7.29)$$

Коэффициент усиления в прямом направлении при согласованной нагрузке на выходе ($Z_{\text{вых}} = Z_0$)

$$S_{21} = -\gamma_f \frac{i_2}{i_1}. \quad (7.30)$$

Коэффициент усиления в обратном направлении при согласованной нагрузке на входе ($Z_{\text{вх}} = Z_0$)

$$S_{12} = -\gamma_z \frac{i_1}{i_2}. \quad (7.31)$$

Коэффициент отражения на выходе при согласованной нагрузке на входе ($Z_{\text{вх}} = Z_0$)

$$S_{22} = \frac{Z_{\text{вых}} - Z_0}{Z_{\text{вых}} + Z_0}, \quad (7.32)$$

где $\gamma_f = \frac{2Z_0}{Z_{\text{вх}} + Z_0}$, $\gamma_z = \frac{2Z_0}{Z_{\text{вых}} + Z_0}$ – прямой и обратный коэффициенты передачи по току СВЧ-транзистора.

Коэффициент передачи по мощности. Для СВЧ-транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, коэффициент передачи по мощности

$$G_T \approx |S_{21}|^2. \quad (7.33)$$

Частота, на которой G_T равен единице, определяется выражением

$$\omega_{\text{кон}} = \omega'_T \sqrt{\gamma_f}, \quad (7.34)$$

где ω'_T – приведенная величина произведения коэффициента усиления по току на ширину полосы;

$$\omega'_T = \frac{\omega_T \alpha_0}{1 + \omega_T C_{\text{тк}} Z_0}.$$

Здесь $C_{\text{тк}}$ – суммарная емкость коллектора; α_0 – коэффициент усиления по току в схеме с общей базой на низких частотах; $\omega_T = 2\pi f_T$.

В маломощных приборах $\gamma_f \approx 1$, тогда $\omega'_T = \omega_T$, следовательно, $\omega_{\text{кон}} \approx 2\pi f_T$, т.е. частота, на которой коэффициент передачи по мощности равен единице, может использоваться в качестве меры f_T . На частоте f_T , на которой коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером равен единице, имеет место значительное усиление по мощности, поскольку отношение входного импеданса к выходному больше единицы. Следовательно, f_T не является верхним частотным пределом полезной работы транзистора. В качестве такового используют максимальную частоту, на которой еще присутствует усиление по мощности.

Для более точного определения коэффициента усиления по мощности существует выражение

$$K_p = \frac{|S_{21}|^2}{(1 - |S_{11}|^2)(1 - |S_{22}|^2)}. \quad (7.35)$$

Значение этого коэффициента падает с увеличением частоты со скоростью 6 дБ/октаву.

Стабильность транзистора. Транзистор не является безусловно стабильным во всем диапазоне частот вплоть до f_{max} . При подключении к нему пассивной нагрузки и импеданса источника питания он может генерировать в некоторой полосе частот без какой-либо внешней обратной связи. Условие полной стабильности состоит в том, чтобы фактор стабильности C был меньше единицы:

$$C = \frac{2|S_{12}S_{21}|}{1 + |S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}. \quad (7.36)$$

Помимо условия $C < 1$ для полной, или безусловной, стабильности дополнительно требуется, чтобы $|S_{11}|$ и $|S_{22}|$ были меньше единицы. Ширина частотного диапазона неустойчивости при $C > 1$ при некоторой нагрузке меньше для схем с общим эмиттером по сравнению со схемами с общей базой или общим коллектором.

7.1.3. Эквивалентная схема биполярного транзистора СВЧ

Эквивалентная схема СВЧ биполярного транзистора может быть представлена в виде сочетания RC -цепочек и генератора тока. Элементами такой схемы являются сопротивления и емкости, соответствующие различным частям структуры транзистора.

Дополнительным элементом является диффузионная емкость C_d , представляющая собой произведение обратной величины r_e на сумму постоянных времени, обратных круговым частотам ω_e , ω_b и ω_d и соответствующих обедненным областям эмиттера, базы и коллектора. Введены также параметры C_{bk} (рад) и C_{ek} (рад), являющиеся емкостями базовой и эмиттерной контактных площадок, обратно пропорциональных толщине окисла, и параметры r_{bk} (рад) и r_{ek} (рад), отображающие соответствующие последовательные сопротивления, зависящие от толщины коллекторного эпитаксиального слоя и подложки, а также от уровня их легирования и измеренные в радианах (рис. 7.5).

Упрощенный вариант эквивалентной схемы может быть более полезен разработчикам схем в качестве модели для автоматизированного анализа работы активного элемента. В упрощенной схеме сопротивление базы, включая контактное сопротивление, представлено в виде сосредоточенного элемента r'_{bb} , а все емкости, подключенные параллельно r_e , представлены в виде сосредоточенного емкостного элемента C_e .

Элемент $C_e = (\omega_T r_e)^{-1}$, где ω_T – измеренное значение ширины полосы и, следовательно, учитывает емкости C_{te} , C_{ne} , C_d и C_{ek} (рад). Коллекторная емкость изображена в виде активной емкости C_{k1} и паразитной емкости C_{k2} , включающей также емкость контактной площадки C_{bk} (рад). Последовательные сопротивления эмиттера и коллектора в этой схеме не учтены (рис. 7.6).

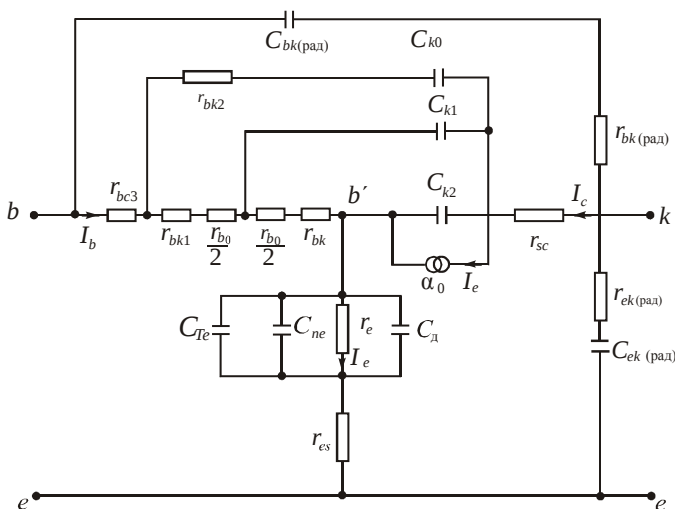


Рис. 7.5. Эквивалентная схема биполярного транзистора СВЧ

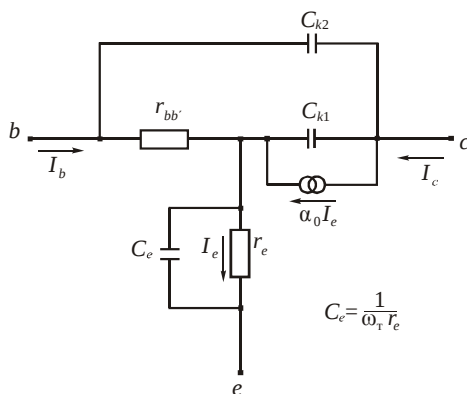


Рис. 7.6. Упрощенная эквивалентная схема биполярного транзистора СВЧ

7.2. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ СВЧ

Полевые транзисторы конструктивно похожи на биполярные. В биполярном транзисторе СВЧ имеется узкий длинный эмиттер, по обеим сторонам которого близко расположены узкие длинные базовые полосы, в полевом же с обеих сторон узкого длинного затвора близко расположены узкие и длинные исток и сток (рис. 7.7). Аналогия может быть распространена и на частотные свойства этих приборов, поскольку величина $f_{\max}$ для биполярного транзистора обратно пропорциональна ширине эмиттерной полосы $f_{\max} \approx 40/(S + 2t)$ (ГГц), в то время как для полевого – ширине затвора $f_{\max} \approx 33/L$ (ГГц).

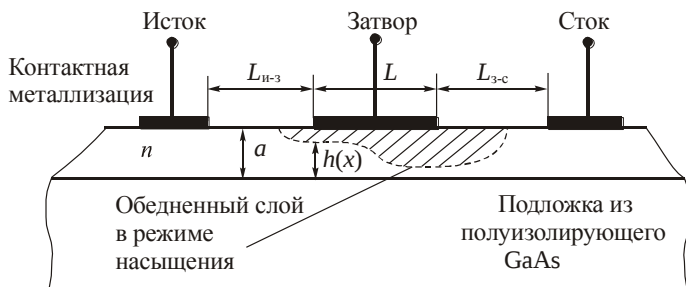


Рис. 7.7. Конструкция полевого транзистора СВЧ

Таким образом, для СВЧ-параметров обоих приборов критичной является возможность реализации прецизионной геометрии электродов на поверхности полупроводника.

Полевые транзисторы могут иметь конструкцию трех типов: с изолированным затвором, с p – n -переходом в качестве затвора и с барьером Шоттки в качестве затвора. Лучшие СВЧ-параметры получены на приборах из арсенида галлия с каналом n -типа и барьером Шоттки в качестве затвора.

7.2.1. Устройство и принцип работы

Полевые СВЧ-транзисторы изготавливаются из арсенида галлия n -типа по планарно-эпитаксиальной технологии с затвором на барьере Шоттки (рис. 7.8).

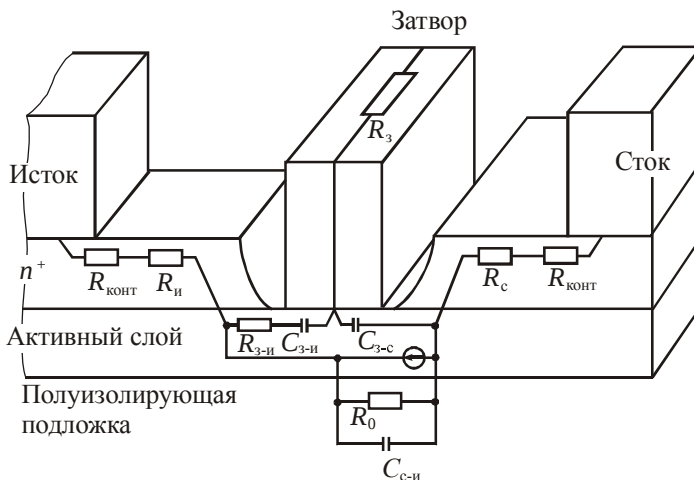


Рис. 7.8. Конструкция полевого транзистора СВЧ с барьером Шоттки и его эквивалентная схема

Геометрические размеры контактной системы примерно такие же, как у биполярных транзисторов, однако электроды истока и стока имеют омические контакты с полупроводником. В данной схеме общим электродом является исток. На управляющий электрод затвора на барьере Шоттки подают обратное смещение $U_{з-и}$, поэтому его ток весьма мал, примерно 10^{-9} А, благодаря чему входное сопротивление полевого транзистора с барьером Шоттки (ПТШ) велико. Напряжение питания $U_{с-и}$ включено так, чтобы электроны в тонком эпитаксиальном слое n , который служит каналом, двигались от истока к стоку. Ток через нагрузку Z_n определяется сопротивлением канала, зависящим от напряжения на затворе $U_{з-и}$: чем выше обратное напряжение, тем больше толщина обедненной области барьера Шоттки под затвором и меньше активная проводящая часть n -слоя; сопротивление канала увеличивается, рост тока стока I_c прекращается.

Таким образом, в отличие от биполярного, полевой транзистор управляется напряжением и характеризуется крутизной $S = \Delta I_c / \Delta U_{з-и}$, достигающей сотен миллиампер на вольт. Выходные вольт-амперные характеристики ПТШ (зависимость I_c от $U_{с-и}$ при $U_{з-и} = \text{const}$) имеют пентодный вид. Его выходное сопротивление велико.

Отметим некоторые преимущества ПТШ по сравнению с биполярным транзистором. Благодаря более простой и совершенной технологии изготовления ПТШ имеют меньший разброс электрических параметров. Ток в них течет не через p – n -переходы, а между омическими контактами в однородной среде канала, поэтому транзистор обладает более высокой линейностью ВАХ, у них нет шумов токораспределения, а плотность тока может быть большей, следовательно, уровень их шумов меньше, а отдаваемые мощности больше. Скорость движения электронов в арсениде галлия, из которого изготавливают ПТШ, примерно в два раза выше, чем в кремнии, а вместо емкостей эмиттерного и коллекторного переходов в ПТШ имеется сравнительно малая емкость обратносмещенного барьера Шоттки под затвором, поэтому данный тип транзисторов работает на более высоких частотах. Внутренняя обратная связь через паразитные емкости незначительна, поэтому усилители на полевых транзисторах с барьером Шоттки работают более устойчиво в широком диапазоне частот. Главный недостаток транзисторов на арсениде галлия – это более низкая теплопроводность, она в три раза меньше, чем в кремнии, однако биполярные транзисторы уступают ПТШ по выходной мощности на частотах свыше 5 ГГц, а по коэффициенту шума – на частотах выше 1,5 ГГц. В настоящее время на ПТШ создаются твердотельные схемы СВЧ практически любого назначения в диапазоне от дециметровых до миллиметровых волн.

7.2.2. Полевые транзисторы с барьером Шоттки на арсениде галлия

Важное место в СВЧ-микроэлектронике занимают полевые транзисторы с барьером Шоттки на полупроводниковых материалах группы A_3B_5 , в частности арсениде галлия. Основными преимуществами данного материала являются более высокая скорость электронов, обеспечивающая большее быстродействие приборов и хорошие изолирующие свойства подложек. Однако арсенид галлия по сравнению с кремнием обладает низким качеством собственного окисла и имеет высокую плотность поверхностных состояний на границе раздела полупроводник – изолятор. Это затрудняет изготовление на арсениде галлия таких приборов, как МОП-транзисторы. Поэтому практическое

использование получили полевые транзисторы на основе барьера Шоттки. В большинстве случаев эти приборы изготавливаются непосредственно ионной имплантацией в полуизолирующую подложку из арсенида галлия. Рассмотрим более подробно принцип действия подобных транзисторов как наиболее распространенных в микроэлектронике СВЧ.

Принцип действия ПТШ. Схематичное изображение полевого транзистора с барьером Шоттки приведена на рис. 7.9. Обедненная область барьера Шоттки определяет поперечное сечение проводящего канала под затвором, модулируя его проводимость и тем самым ток в цепи исток – сток.

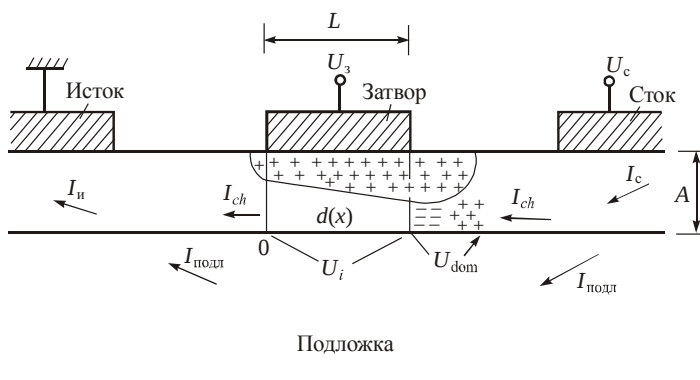


Рис. 7.9. Схематичное представление полевого транзистора с барьером Шоттки

Проанализируем канал n -типа, в котором обедненная область расширяется по мере приближения к стоку, поскольку в этом направлении увеличивается обратное смещение между каналом и затвором. Как только напряжение на затворе станет меньше какого-то порогового, равного

$$U_T = -U_{P_0} + PU_{bi}, \quad (7.37)$$

где U_T — пороговое напряжение, то ток через прибор падает практически до нуля.

В уравнении (7.37) U_{p0} – напряжение перекрытия, равное

$$U_{p0} = \frac{qN_D A}{2\varepsilon}; \quad (7.38)$$

U_{bi} – встроенный потенциал. В уравнении (7.38) A – толщина канала, а N_D – концентрация доноров, которая равна концентрации электронов n_0 в необедненной части канала.

Предположим, что легирование канала однородно. Если напряжение на затворе U_z больше чем пороговое U_T , то увеличение напряжения сток – исток $U_{c-и}$ до величины больше напряжения насыщения $U_{c-и\text{ нас}}$ приводит к насыщению тока через канал. Насыщение тока вызвано насыщением скорости электронов в сильном электрическом поле канала. В ПТШ на арсениде галлия с коротким каналом, где длина затвора L составляет 0,5...2 мкм, типичные величины средней напряженности электрического поля в канале довольно высокие (порядка 5...20 кВ/см), а эффекты горячих электронов и связанная с ними нелинейность зависимости дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля очень важны.

Модель Шокли. Рассмотрим простую модель, в которой указанные эффекты не учитываются, а предполагается, что дрейфовая скорость, равная

$$V_{др} = \mu E \quad (7.39)$$

(μ – подвижность в слабом поле), пропорциональна продольной составляющей электрического поля вплоть до точки, где канал перекрывается на стоковой стороне затвора, что происходит при

$$U_{з-и} - U_{c-и} \leq U_T. \quad (7.40)$$

Эта модель называется моделью Шокли, она базируется на допущении, что толщина обедненной области под затвором есть медленно изменяющаяся функция координаты (рис. 7.10).

Предположим, что проводящая часть канала нейтральна, область под затвором полностью обеднена, электрическое поле от стокового напряжения E в канале направлено вдоль оси X , электрическое поле под затвором $E_{зат}$ – по оси Y , граница между нейтральным каналом и обедненной областью резкая и потенциал вдоль канала изменяется достаточно медленно, так что в каждой точке толщина слоя обеднения может быть найдена решением одномерного уравнения Пуассона.

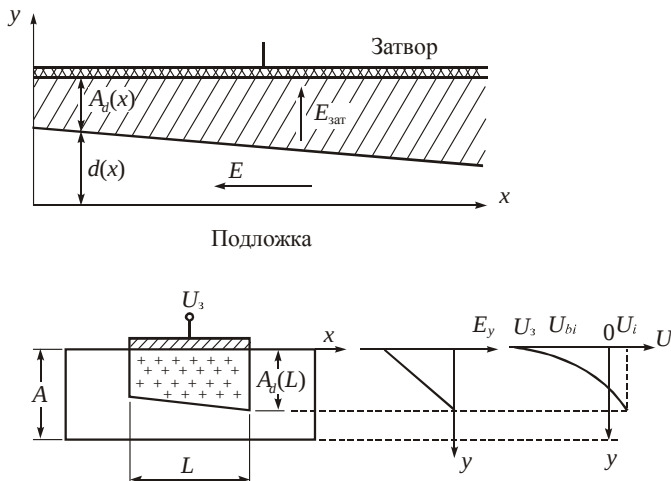


Рис. 7.10. Изменение толщины обедненной области под затвором

Найдем приращение потенциала в канале, опираясь на эти допущения:

$$dU = I_k dR = \frac{I_k dX}{q\mu N_D W [A - A_d(X)]}, \quad (7.41)$$

где I_k – ток канала; dR – приращение сопротивления канала; X – координата вдоль канала; A – толщина активного слоя; $A_d(X)$ – толщина обедненного слоя (рис. 7.10); W – ширина затвора.

Толщина обедненного слоя в какой-то точке X задается выражением

$$A_d(x) = \left\{ \frac{2\varepsilon [U(X) + U_{bi} - U_3]}{qN_D} \right\}^{1/2}. \quad (7.42)$$

Если в уравнение (7.41) подставим значение $A_d(X)$ и проинтегрируем его по направлению X от нуля (истоковая граница затвора) до L (стоковая граница затвора), получим основное уравнение полевого транзистора с барьером Шоттки:

$$I_k = g_0 \left\{ U_i - \frac{2}{3} \frac{[(U_i + U_{bi} - U_3)^{3/2} - (U_{bi} - U_3)^{3/2}]}{U_{P0}^{3/2}} \right\}, \quad (7.43)$$

где I_k – ток канала; U_i – падение напряжения в канале под затвором;

$$g_0 = \frac{q\mu N_D W A}{L}$$

– проводимость необедненного канала; L – длина затвора; U_{P0} – идеальное напряжение перекрытия, определяемое формулой (7.38).

Если пренебречь последовательными сопротивлениями областей сток – затвор и затвор – исток, включая контакты, то $U_i = U_{c-и}$. Уравнение (7.43) применимо только до точки, где еще существует нейтральный канал, даже в самой узкой части стоковой границы канала, т.е. при

$$A_D(L) = A_0 = \left\{ \frac{2\varepsilon [U_i + U_{bi} - U_3]}{qN_D} \right\}^{1/2} \leq A. \quad (7.44)$$

Предполагается, что при $A(L) = A$ (условие перекрытия канала) происходит насыщение тока через канал. Поэтому напряжение насыщения $U_{i \text{ нас}}$ в модели Шокли задается выражением

$$U_{i \text{ нас}} = U_{P0} - U_{bi} + U_3, \quad (7.45)$$

что согласуется с соотношением (7.40).

Подставляя значение $U_{i \text{ нас}}$ в основное уравнение (7.43), получаем значение тока насыщения:

$$I_{k \text{ нас}} = g_0 \left[\frac{1}{3} U_{P0} + \frac{2}{3} \frac{(U_{bi} - U_3)^{3/2}}{U_{P0}^{1/2}} - U_{bi} + U_3 \right]. \quad (7.46)$$

Очень важной характеристикой полевого транзистора является его крутизна

$$g_m = \frac{dI_c}{dU_3} \Big|_{U_I = \text{const}}. \quad (7.47)$$

Из основного уравнения (7.43) найдем крутизну на линейном участке:

$$g_m = g_0 \frac{(U_i + U_{bi} - U_3)^{1/2} - (U_{bi} - U_3)^{1/2}}{U_{P0}^{1/2}}. \quad (7.48)$$

Если подставить выражение (7.46) в уравнение крутизны, то можно определить крутизну на участке насыщения:

$$g_{m \text{ нас}} = g_0 \left[1 - \frac{(U_{bi} - U_3)^{1/2}}{U_{P0}} \right]. \quad (7.49)$$

Для малых значений напряжения сток – исток

$$U_i \ll U_{bi} - U_3. \quad (7.50)$$

Уравнения (7.43) и (7.48) можно упростить:

$$I_k = g_0 \left[1 - \left(\frac{U_{bi} - U_3}{U_{P0}} \right)^{1/2} \right] U_i, \quad (7.51)$$

$$g_m = \frac{g_0 U_i}{2 U_{P0}^{1/2} (U_{bi} - U_3)^{1/2}}. \quad (7.52)$$

Полученные результаты можно представить в универсальной безразмерной форме, если ввести безразмерные переменные:

$$i = \frac{I_k}{g_0 U_{P0}}, \quad i_{\text{нас}} = \frac{I_{k \text{ нас}}}{g_0 U_{P0}}, \quad u_i = \frac{U_i}{U_{P0}}, \quad u_3 = \frac{U_{bi} - U_3}{U_{P0}}, \quad u_{\text{нас}} = \frac{U_{i \text{ нас}}}{U_{P0}},$$

$$G_{\text{нас}} = \frac{g_{m \text{ нас}}}{g_0}, \quad u = \frac{U(x)}{U_{P0}}. \quad (7.53)$$

Тогда основные соотношения преобразуются к виду

$$i = U_i - \frac{2}{3} (U_i + U_3)^{3/2} + \frac{2}{3} U_3^{3/2}, \quad (7.54)$$

$$i_{\text{нас}} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}U_3^{3/2} - U_3, \quad (7.55)$$

$$u_{\text{нас}} = 1 - U_3. \quad (7.56)$$

$$G_{\text{нас}} = 1 - \sqrt{U_3}. \quad (7.57)$$

Безразмерные характеристики полевого транзистора по модели Шокли представлены на рис. 7.11 [16].

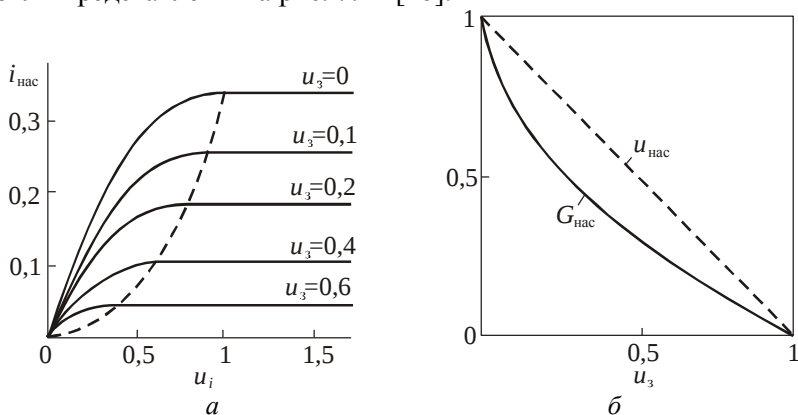


Рис. 7.11. Безразмерные (a – выходные, b – проходные) характеристики полевого транзистора по модели Шокли

Из уравнения (7.41) можно найти распределение потенциала в канале. Проинтегрируем это уравнение по направлению X и, принимая во внимание уравнение (7.43), найдем соотношение, выраженное во введенных безразмерных переменных:

$$U(Z) - \frac{2}{3}[U(Z) + U_3]^{3/2} + \frac{2}{3}U_3^{3/2} = \left[U_i - \frac{2}{3}(U_i + U_3)^{3/2} + \frac{2}{3}U_3^{3/2} \right] Z, \quad (7.58)$$

где $Z = X/L$.

В данном случае принимаем, что $U_3 < 1$ (при $U_3 > 1$ полевой транзистор закрыт) и что $U_i \leq 1 - U_3$, последнее условие означает, что полное падение напряжения на канале меньше, чем напряжение насыщения.

Малосигнальная эквивалентная схема канала полевого транзистора (ПТ) с барьером Шоттки представлена на рис. 7.12.

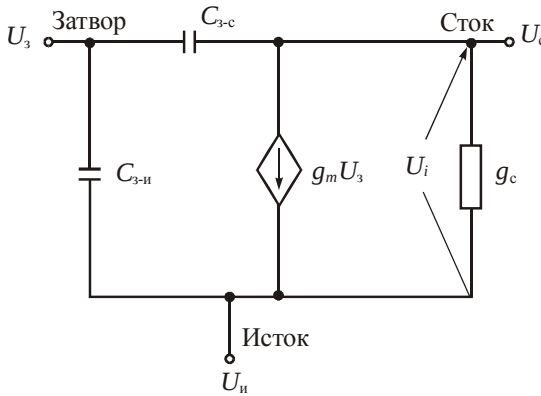


Рис. 7.12. Малосигнальная эквивалентная схема транзистора с барьером Шоттки

Полный заряд в обедненном слое определяется выражением

$$Q = qN_D W \int_0^L A_d(x) dx. \quad (7.59)$$

Подставляя значение $A_d(x)$ из уравнения (7.42) в выражение (7.59), получаем

$$Q = qN_D W L A \int_0^1 (U + U_3)^{1/2} dZ \quad (7.60)$$

или

$$Q = qN_D W L A \int_0^{U_i} (U + U_3)^{1/2} \frac{dZ}{dU} dU. \quad (7.61)$$

Интеграл уравнения (7.61) с помощью уравнения (7.58) можно привести к виду

$$Q = Q_0 \left(\frac{f_1}{f_2} - 1 \right), \quad (7.62)$$

$$Q_0 = qN_D WLA, \quad (7.63)$$

$$f_1 = U_i - \frac{U_i^2}{2} - U_3 U_i, \quad (7.64)$$

$$f_2 = U_i - \frac{2}{3}(U_i + U_3)^{3/2} + \frac{2}{3}U_3^{3/2}. \quad (7.65)$$

Производные от заряда Q по напряжениям $U_{3-и}$ и $U_{с-и}$ определяют емкости $C_{3-и}$ и $C_{3-с}$ малосигнальной эквивалентной схемы транзистора:

$$dQ = -C_{3-и} dU_3 + C_{3-с} d(U_i - U_3), \quad (7.66)$$

а

$$C_{3-и} = -\left. \frac{dQ}{dU_3} \right|_{U_i + U_3 = \text{const}} \equiv \frac{1}{U_{P0}} \left. \frac{dQ}{dU_3} \right|_{U_i + U_3 = \text{const}}, \quad (7.67)$$

$$C_{3-с} = \left. \frac{dQ}{dU_i} \right|_{U_3 = \text{const}} \equiv \frac{1}{U_{P0}} \left. \frac{dQ}{dU_i} \right|_{U_3 = \text{const}}. \quad (7.68)$$

Подстановка уравнения (7.62) в формулы (7.67) и (7.68) приводит к следующим выражениям:

$$C_{3-и} = C_0 \frac{f_{1_3} f_2 - f_1 f_{2_3}}{f_2^2}, \quad (7.69)$$

$$C_{3-с} = C_0 \frac{f_{1_i} f_2 - f_1 f_{2_i}}{f_2^2}, \quad (7.70)$$

где

$$f_{1_3} = \left. \frac{df_1}{dU_3} \right|_{U_i + U_3 = \text{const}} = U_3 - 1; \quad (7.71)$$

$$f_{2_3} = \left. \frac{df_2}{dU_3} \right|_{U_i + U_3 = \text{const}} = U_3^{1/2} - 1; \quad (7.72)$$

$$f_{1_i} = \left. \frac{df_1}{dU_i} \right|_{U_3 = \text{const}} = 1 - U_i - U_3; \quad (7.73)$$

$$f_{2i} = \frac{df_2}{dU_i} \Big|_{U_3=\text{const}} = 1 - (U_i + U_3)^{1/2}, \quad (7.74)$$

$$C_0 = \frac{2\varepsilon WL}{A}. \quad (7.75)$$

Расчетные зависимости $C_{3-и}/C_0$ от U_3 и $C_{3-с}/C_0$ от $U_3 + U_i$ могут быть аппроксимированы выражениями [16]:

$$\frac{C_{3-и}}{C_0} = \frac{1}{4U_3^{1/2}}, \quad (7.76)$$

$$\frac{C_{3-с}}{C_0} = \frac{1}{4(U_3 + U_i)^{1/2}}, \quad (7.77)$$

за исключением области канала, близкой к перекрытию, в которой модель, предложенная Шокли, перестает работать, поскольку необходимо учитывать расширение обедненной области за пределы затвора. Уравнения (7.76) и (7.77) записывают в другом виде:

$$C_{3-и} = \frac{C_{(3-и)0}}{\left(1 - \frac{U_{3-и}}{U_{bi}}\right)^{1/2}}, \quad (7.78)$$

$$C_{3-с} = \frac{C_{(3-с)0}}{\left(1 - \frac{U_{3-с}}{U_{bi}}\right)^{1/2}}, \quad (7.79)$$

где

$$C_{(3-и)0} = C_{(3-с)0} = \frac{WL}{2} \left(\frac{\varepsilon q N_D}{2U_{bi}} \right)^{1/2}. \quad (7.80)$$

При нулевом напряжении сток – исток и нулевом напряжении на затворе полная емкость затвора равна емкости области объемного заряда, образованного встроенным потенциалом:

$$C_{30} = \frac{\varepsilon WL}{A} = WL \left(\frac{\varepsilon q N_D}{2U_{bi}} \right)^{1/2}. \quad (7.81)$$

Эта емкость делится поровну между истоком $\left(C_{(з-и)}\right)$ и стоком $\left(C_{(з-с)}\right)$, поскольку объемный заряд распределен симметрично. Если $U_{з-с}$ и $U_{з-и}$ отличны от нуля, то емкости $C_{з-и}$ и $C_{з-с}$ изменяются примерно так, как емкости эквивалентных диодов Шоттки, включенных соответственно между затвором и стоком и затвором и истоком.

Согласно модели Шокли насыщение тока происходит при перекрытии канала на стоковой стороне затвора. В этой точке поперечное сечение проводящей части канала становится нулевым, следовательно, скорость электронов должна быть бесконечно велика, чтобы поддерживать непрерывность тока в цепи сток – исток. В действительности в сильном электрическом поле скорость электронов насыщается, и это насыщение скорости вызывает насыщение тока.

Скорость носителей пропорциональна величине поля вплоть до скорости насыщения $V_{\text{нас}}$, достигаемой при величине поля $E = E_{\text{нас}}$, а затем остается постоянной:

$$V = \mu E \text{ при } E < E_{\text{нас}},$$

$$V = V_{\text{нас}} \text{ при } E \geq E_{\text{нас}}. \quad (7.82)$$

Насыщение скорости происходит на стоковой границе затвора, где напряженность электрического поля в соответствии с моделью Шокли наибольшая, т.е. при

$$E(L) = E_{\text{нас}}. \quad (7.83)$$

Здесь $E(L)$ – напряженность электрического поля в проводящей части канала у стоковой границы затвора.

Используя безразмерные переменные, введенные выше, это условие можно переписать как

$$\left. \frac{dU}{dZ} \right|_{Z=1} = \alpha, \quad (7.84)$$

где

$$\alpha = E_{\text{нас}} L / U_{P0}; \quad (7.85)$$

$$U = U(X) / U_{P0}; \quad Z = X / L.$$

При напряжении сток – исток меньше напряжения насыщения электрическое поле в канале можно найти из уравнения (7.58), полученного в рамках модели Шокли:

$$\frac{dU}{dZ} = \frac{U_i - 2/3(U_i + U_3)^{1/2} + 2/3U_3^{3/2}}{1 - (U + U_3)^{1/2}}. \quad (7.86)$$

Тогда с помощью равенства (7.83) можно найти безразмерное напряжение насыщения

$$\alpha = \frac{U_{\text{нас}} - 2/3(U_{\text{нас}} + U_3)^{3/2} + 2/3U_3^{3/2}}{1 - (U_{\text{нас}} + U_3)^{1/2}}. \quad (7.87)$$

При $\alpha \gg 1$ решение этого уравнения определится приближенным условием

$$U_{\text{нас}} + U_3 = 1, \quad (7.88)$$

что совпадает с соответствующим результатом модели Шокли (см. уравнение (7.56)). Противоположный предельный случай, когда $\alpha \ll 1$, соответствует модели насыщенной скорости носителей или *модели насыщенной скорости*, т. е.

$$U_{\text{нас}} = \alpha. \quad (7.89)$$

Для справедливости этого необходимо также выполнение условия

$$\alpha \ll 2(1 - U_3^{1/2})U_3^{1/2}. \quad (7.90)$$

Результат численного решения уравнения (7.87) показан на рис. 7.13, там же штриховыми линиями представлена аналитическая аппроксимация, приведенная в работе [17]:

$$U_{\text{нас}} = \frac{\alpha(1 - U_3)}{\alpha + 1 - U_3}. \quad (7.91)$$

Ток насыщения определяется выражением

$$I_{\text{нас}} = qN_D V_{\text{нас}} W [A - A_d(L)], \quad (7.92)$$

где $A_d(L)$ – толщина обедненного слоя у стоковой границы затвора, которая равна

$$A_d(L) = A(U_3 + U_{\text{нас}})^{1/2}. \quad (7.93)$$

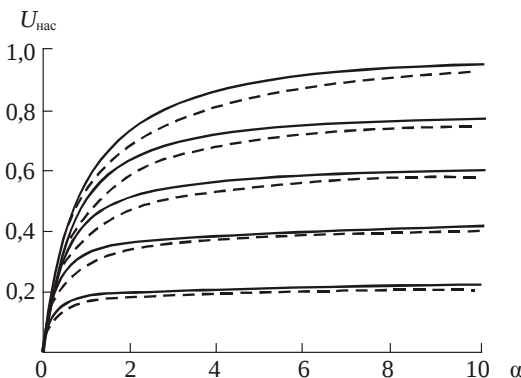


Рис. 7.13. Выходные характеристики, полученные в результате решения уравнения (7.87)

В безразмерных единицах ($i_{\text{нас}} = I_{\text{нас}}/g_0 U_{p0}$) уравнение (7.92) принимает вид

$$i_{\text{нас}} = \alpha \left[1 - (U_{\text{нас}} + U_3)^{1/2} \right]. \quad (7.94)$$

В предельном случае, когда $\alpha \rightarrow \infty$ (что соответствует приборам с длинным затвором и малым напряжением перекрытия) уравнение (7.94) сводится к соответствующему выражению модели Шокли (см. уравнение (7.54)). В противоположном случае, когда $\alpha \ll 1$ (короткий затвор или большое напряжение перекрытия), имеем

$$i_{\text{нас}} = \alpha (1 - U_3^{1/2}). \quad (7.95)$$

Уравнение (7.95) хорошо согласуется с уравнением, используемым при расчете полевого транзистора с управляющим p - n -переходом по модели, заложенной в программу PSPICE:

$$I_{\text{нас}} = \beta (U_3 - U_T)^2. \quad (7.96)$$

Здесь $U_T = U_{bi} - U_{P0}$. И если параметр β , характеризующий усиление, выбрать равным

$$\beta = \frac{2\varepsilon\mu V_{\text{нас}} W}{A(\mu U_{P0} + 3V_{\text{нас}} L)}, \quad (7.97)$$

то выражение (7.97) можно записать в виде

$$\beta = \frac{\mu V_{\text{нас}} W (2qN_D)^{1/2}}{(\mu U_{P0} + 3V_{\text{нас}} L) U_{P0}^{1/2}}. \quad (7.98)$$

Крутизна в начале участка насыщения описывается выражением

$$g_m = 2\beta(U_3 - U_T). \quad (7.99)$$

С помощью уравнений (7.97) и (7.98) можно определить зависимость β от напряжений перекрытия. Уравнение (7.97) удобно использовать, если толщина активного слоя A остается постоянной, а напряжение перекрытия U_{P0} изменяется вследствие изменения N_D . Уравнение (7.98) используется в случае, когда концентрация доноров поддерживается постоянной, а напряжение перекрытия изменяется в результате изменения A . Зависимость параметра β от напряжения перекрытия в этих двух случаях иллюстрируется на рис. 7.14. Наиболее выраженная особенность приведенных зависимостей – это существенное увеличение крутизны при низком значении напряжения перекрытия для полевого транзистора с субмикронным затвором.

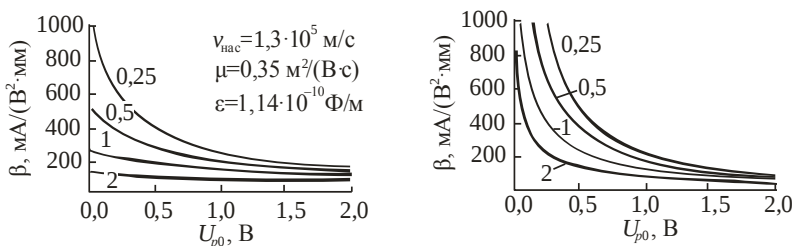


Рис. 7.14. Зависимость β от напряжений перекрытия U_{P0}

Согласно уравнениям (7.97) и (7.98), значения β (и, следовательно, крутизны при том же напряжении на затворе) увеличиваются при уменьшении толщины прибора и увеличении уровня легирования, поэтому полевые транзисторы, изготовленные на тонких сильнолегированных слоях, имеют более высокое быстродействие.

Уравнение (7.98) выявляет роль подвижности носителей в слабом поле, которая становится особенно важной в приборах с низким напряжением перекрытия. Происходит существенное улучшение параметров в приборах с низким напряжением перекрытия и высокой подвижностью носителей в слабом поле, характерные для арсенида галлия (до $4500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ в сильнолегированном активном слое), даже для полевых транзисторов с коротким каналом. Увеличение подвижности до $8000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, что возможно в приборах с селективным легированием, способствует получению еще лучших параметров. Однако дальнейшее увеличение подвижности, например до $20\,000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ (как в структурах с селективным легированием при температуре жидкого азота), уже не дает существенного выигрыша. Улучшение характеристик полевых транзисторов на основе структур с селективным легированием при температуре жидкого азота объясняется в большей степени возрастанием скорости насыщения носителей, чем увеличением подвижности в слабом поле [16].

Как правило, принято рассматривать две различные аналитические модели полевых транзисторов на основе арсенида галлия. В первой, так называемой «квадратичной модели», предполагается, что квадратичная зависимость тока насыщения от величины $U_3 - U_t$ (см. уравнение (7.96)) остается относительно справедливой и при напряжении выше напряжения насыщения. Эта модель достаточно точно описывает приборы с низким напряжением перекрытия ($\leq 2 \text{ В}$ для полевых транзисторов на арсенида галлия с затвором длиной 1 мкм), а для приборов с более высоким напряжением перекрытия дает правильное качественное, хотя и не очень точное описание.

Во второй модели предполагается, что величина $L_{\text{нас}}$ близка к L уже при напряжении сток – исток, близком к напряжению насыщения $U_{\text{нас}}$ (см. уравнение (7.91)), т.е. скорость электронов насыщена почти во всем канале. Эту модель называют «моделью полного насыщения скорости». Она более точна для приборов с высоким напряжением пере-

Квадратичная модель. Результаты экспериментальных и теоретических исследований свидетельствуют о том, что квадратичный закон приближенно справедлив для полевых транзисторов на основе арсенида галлия с низким напряжением перекрытия.

Тогда параметр β можно выбрать следующим образом:

$$\beta = \frac{2\varepsilon V_{\text{нас}} W}{A [U_{P0} + 3E_{\text{нас}} (L - L_{\text{нас}})]}. \quad (7.100)$$

Последовательно встроенные истоковое $R_{\text{и}}$ и стоковое $R_{\text{с}}$ сопротивления можно ввести в «квадратичную модель» исходя из того, что напряжение затвор – исток равно

$$U_{\text{з-и}} = U_{\text{з}} + I_{\text{нас}} R_{\text{и}}. \quad (7.101)$$

Подставив это уравнение в выражение (7.96) и решив последнее относительно $I_{\text{нас}}$, получим

$$I_{\text{нас}} = \frac{1 + 2\beta R_{\text{и}} (U_{\text{з-и}} - U_{\text{Т}}) - [1 + 4\beta R_{\text{и}} (U_{\text{з-и}} - U_{\text{Т}})]^{1/2}}{2\beta R_{\text{и}}^2}. \quad (7.102)$$

Чтобы модель была пригодной для машинных расчетов, необходимы вольт-амперные характеристики в широком интервале напряжений сток – исток, а не только вблизи точки насыщения. С этой целью можно воспользоваться эмпирической зависимостью

$$I_{\text{с-и}} = I_{\text{нас}} (1 + \lambda U_i) \text{th}(\eta U_i), \quad (7.103)$$

где $I_{\text{нас}}$ определяется выражением (7.102), а параметр η выбирается так, чтобы при $U_{\text{с-и}} \rightarrow 0$ уравнение (7.103) обращалось в соответствующее выражение модели Шокли:

$$\eta = \frac{G_{\text{ch}}}{I_{\text{нас}}}, \quad (7.104)$$

где

$$G_{\text{ch}} = g_0 (1 - U_3^{1/2}) \quad (7.105)$$

есть проводимость канала при низком напряжении сток – исток, а

$$g_0 = \frac{qN_D\mu WA}{L}. \quad (7.106)$$

Постоянная λ в выражении (7.103) есть величина эмпирическая.

Полное напряжение сток – исток с учетом падений напряжений на встроенных сопротивлениях равно

$$U_{\text{с-и}} = U_i + I_{\text{нас}}(R_{\text{и}} + R_{\text{с}}). \quad (7.107)$$

Уравнения (7.100)–(7.107) образуют полную систему уравнений «квадратичной модели», а параметры этой модели непосредственно связаны с геометрией прибора, уровнем легирования и такими параметрами материала, как скорость насыщения и подвижность носителей в слабом поле.

Эквивалентная схема. Для расчетов усиления транзистора в частотном диапазоне, согласования его с источником сигнала и нагрузкой на практике применяют упрощенную эквивалентную схему для малого сигнала (рис. 7.16).

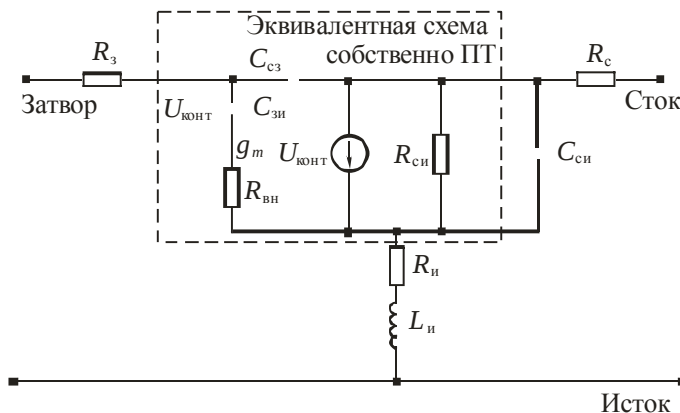


Рис. 7.16. Упрощенная эквивалентная схема для малого сигнала

Усилительные свойства транзистора характеризуются крутизной S , емкость $C_{\text{с-з}}$ сток – затвор определяет степень паразитной обратной связи; емкость затвор – исток $C_{\text{з-и}}$ является составной частью входного импеданса; $R_{\text{вн}}$ есть сопротивление части канала, не перекрытого обедненным слоем барьера Шоттки; $R_{\text{з}}$ – сопротивление металлизации

затвора; $R_{\text{и}}$ и $R_{\text{с}}$ – сопротивления частей эпитаксиального n -слоя на участках исток – затвор и затвор – сток, которые не зависят от напряжения $U_{\text{з-и}}$ и включают в себя сопротивление омических контактов истока и стока; $R_{\text{с-и}}$ – дифференциальное выходное сопротивление.

Из выводов ПТШ на эквивалентной схеме рассматривается лишь индуктивность $L_{\text{и}}$ общего электрода истока, в наибольшей степени влияющая на его усиление. Полагая $R_3 \approx R_{\text{и}} \approx R_{\text{с}} \approx L_{\text{и}} \approx 0$, получим схему для расчетов на согласование транзистора.

Частотные свойства. Полевой транзистор в СВЧ-диапазоне, как и биполярный транзистор, характеризуется частотами f_{max} и f_{T} :

$$f_{\text{max}} = 0,5 f_{\text{T}} \left[\frac{R_{\text{вн}} + R_{\text{и}} + R_3}{R_{\text{с-и}}} + 2\pi f_{\text{T}} R_3 C_{\text{с-з}} \right]^{-1/2} \approx$$

$$\approx 4\pi \sqrt{f_{\text{T}}} (2\pi R_3 C_{\text{с-з}})^{-1/2} \approx \frac{f_{\text{T}}}{2} \left(\frac{R_{\text{с}}}{R_{\text{и}} + R_3} \right)^{1/2},$$

$$f_{\text{T}} = \frac{S}{\frac{2\pi C_{\text{з-и}} (1 + R_{\text{с}} + R_{\text{и}})}{R_{\text{с-и}}} + S R_{\text{и}}} \approx \frac{S}{2\pi C_{\text{зи}}} \approx (2\pi\tau)^{-1},$$

где $\tau \approx C_{\text{з-и}}/S \approx l_3/V_{\text{нас}}$ – половина времени пролета электронов через канал со скоростью насыщения $V_{\text{нас}}$.

Емкость $C_{\text{з-и}}$ определяется как

$$C_{\text{з-и}} = \frac{eN_{\text{к}}W_3l_3a}{2U_{\text{P}}},$$

где

$$U_{\text{P}} = \frac{eN_{\text{к}}a}{2\varepsilon\varepsilon_0}$$

– напряжение прокола канала.

Скорость электронов в арсениде галлия имеет предел $V_{\text{нас}} = 1,4 \cdot 10^5$ м/с, поэтому усилия разработчиков направлены на создание ПТШ с затворами субмикронных размеров ($l_3 < 1$ мкм). Большое влияние на f_{max} оказывает при этом возрастание R_3 , для его снижения металлизацию

затвора выполняют с отношением толщины к длине, большим единицы, и стараются уменьшить ширину W_3 .

К настоящему времени созданы ПТШ миллиметрового диапазона волн с $l_3 \approx 0,25$ мкм с треугольным затвором, Т-образной конфигурации и шириной затвора 75 мкм (рис. 7.17).

Такое питание затвора уменьшает паразитные емкости и расфазировку управляющего сигнала при его распространении по ширине затвора, что повышает $f_{\max}$ в два раза при всех прочих равных условиях. Данный транзистор на частоте 32 ГГц имеет усиление около 7 дБ и $K_{ш} \approx 2,6$ дБ.

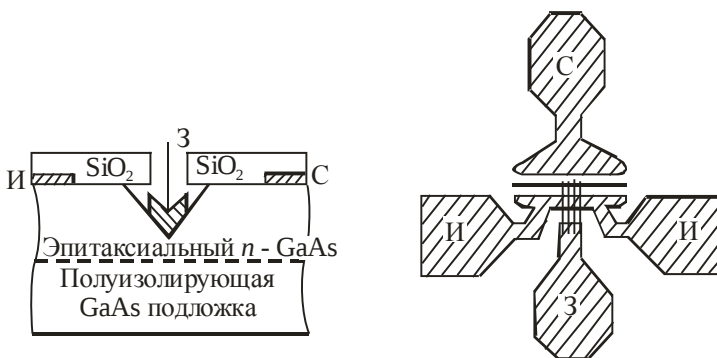


Рис. 7.17. Топология транзистора с затвором Т-образной конфигурации

Другой транзистор, изготовленный методом электронно-лучевой литографии и ионной имплантации на 60 ГГц, показал усиление около 6 дБ и $K_{ш} \approx 8$ дБ. Становится реальной задача создания ПТШ на 100 ГГц, однако вследствие возрастающего влияния краевой емкости затвора и роста R_3 путь дальнейшего уменьшения l_3 малоэффективен. Последующий прогресс связывают с новыми конструкциями и принципами работы приборов. Усиление у ПТШ, так же как и у биполярного, падает со скоростью 6 дБ/октаву.

Шумовые свойства ПТШ. Важнейшим преимуществом ПТШ, обусловившим их широкое применение в приемных устройствах, является малый уровень шумов. Кроме тепловых шумов сопротивлений истока, затвора и канала в ПТШ имеют место шумы преобразования энергии при столкновении электронов с кристаллической решеткой полупроводника и примесями (шумы генерации-рекомбинации), а

также шумы, связанные в основном с поверхностным состоянием полупроводника. Поэтому особое внимание уделяется совершенствованию технологии изготовления ПТШ с целью уменьшения естественных дефектов в полупроводнике и на поверхности. Применение поликристаллической пленки из арсенида галлия снижает шумы, улучшает стабильность параметров и надежность транзистора. Поскольку в ПТШ на арсениде галлия преобладают тепловые шумы, очень эффективным оказывается охлаждение приборов, что позволяет снизить шум в 3–6 раз, а это дополнительно приводит к увеличению полосы и усиления, так как у арсенида галлия при охлаждении возрастают подвижность электронов и их дрейфовая скорость $V_{др}$.

Мощные полевые транзисторы. На частотах ниже 3 ГГц в основном используются мощные кремниевые биполярные транзисторы. На более высоких частотах явно выигрывают ПТШ. Если их сравнивать по коэффициенту качества (произведению мощности на квадрат частоты) $K = P_{вых} f_{max}^2 = \text{const}$, то благодаря вдвое большей скорости электронов приборы на арсениде галлия могут быть вчетверо мощнее кремниевых ПТШ на одной и той же частоте. Если же учесть, что и на входе мощность во столько же раз меньше, во сколько подвижность электронов в канале у GaAs выше, т.е. в три раза, то коэффициент качества у ПТШ на арсениде галлия теоретически может быть примерно в 12 раз выше, чем у аналогичного прибора на кремнии. Эффективный способ получения больших $P_{вых}$ есть увеличение суммарной ширины канала W_{Σ} , т.е. на кристалле делают несколько затворов. Причем, чтобы не снизить усиление из-за расфазировки и потерь в затворах, их (штыри) делают в ширину не более $1/16$ длины волны. Это мощное ограничение суммарной ширины и, как следствие, выходной мощности. Наиболее сложен отвод тепла в мощных ПТШ на арсениде галлия, теплопроводность которого в три раза хуже, чем кремния. Для улучшения охлаждения ПТШ толщину уменьшают до 50 мкм, что сопряжено с опасностью рассыпания подложки в процессе производства.

Перечисленные трудности решены в новой конструкции транзистора (рис. 7.18). Главная особенность ее в том, что подложка снизу покрыта толстым слоем золота, выполняющим роль теплоотвода, соединенным во многих точках с металлизацией контактных площадок истока через малые отверстия в подложке, а не через край кристалла, как делалось ранее. Это обеспечивает очень малую индуктивность ис-

тока и хорошее охлаждение полупроводника толщиной всего около 20 мкм. Слабелегированный буферный слой 3 между каналом 2 и подложкой 4 из арсенида галлия способствует совершенству кристаллической структуры эпитаксиального n -слоя канала, увеличению дрейфовой скорости электронов и, как следствие, росту $f_{\max}$, а также плотности тока в канале, т.е. повышению $P_{\text{вых}}$. При $W_{\Sigma} = 1,2$ мм (20 штырей $l_3 \times W_3 = 0,7 \times 60$ мкм) бескорпусной ПТШ обеспечивает 1,1 Вт на частоте 20 ГГц при усилении 5 дБ и КПД 20 %, на 30 ГГц $\approx$ до 0,74 Вт.

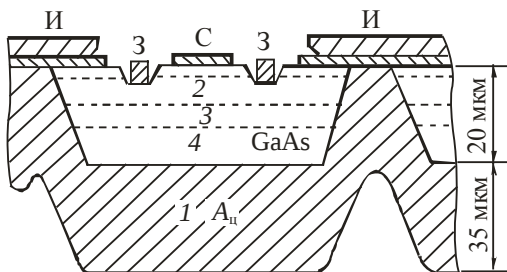


Рис. 7.18. Пример конструкции мощного транзистора СВЧ

Типичное напряжение питания стока мощных ПТШ $U_{\text{с-и}} = 8 \dots 10$ В при токе стока до единиц ампер.

7.3. ОСНОВЫ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЧ-ТРАНЗИСТОРОВ

Технология изготовления СВЧ-транзисторов, по существу, является такой же, как и при производстве низкочастотных транзисторов, за исключением того, что особое внимание следует уделять процессам, определяющим частотный предел транзистора. Рассмотрим некоторые технологические методы изготовления кремниевых биполярных и полевых транзисторов на арсениде галлия с барьером Шоттки.

7.3.1. Биполярные транзисторы

Материал. Кремниевые пластины обычно представляют собой материал n -типа с удельным сопротивлением порядка 0,01 Ом/см, легированный сурьмой. Монокристаллический слиток разрезают на пластины толщиной около 200 мкм, ориентированные относительно плоскостей (100) или (111). Для изготовления транзисторов используют пластины с малым количеством исходных дефектов. Пластины подвергают полировке и травлению. На одной стороне пластины выращивают эпитаксиальный слой n -типа методом химического осаждения из паровой фазы, обратную сторону пластины защищают двуокисью кремния. Условия осаждения выбирают таким образом, чтобы свести к минимуму диффузию сурьмы из подложки в эпитаксиальный слой, который обычно легируют фосфором. Обратную сторону пластины защищают окислом для того, чтобы сделать минимальным автолегирование эпитаксиального слоя из подложки во время его роста. Уровень легирования и толщину эпитаксиального слоя выбирают в зависимости от требований, предъявляемых к электрическим параметрам транзистора. Мощные транзисторы изготавливают с более высоким напряжением пробоя (~ 50 В), чем маломощные (~ 20 В). В транзисторах с малой глубиной залегания базы напряжение пробоя ограничивается величиной, определяющей кривизну края переходов. Для устранения влияния кривизны используют охранное кольцо путем P^+ -диффузии по периферии перехода коллектор–база. При выборе толщины эпитаксиального слоя нужно учитывать глубину охранного кольца.

Очистка пластин. Перед эпитаксиальным наращиванием, а также на всех других этапах изготовления транзисторов производится очистка пластин. Для очистки используют травление в водных растворах, газовое и плазмохимическое травление, а также окисление поверхности для удаления поверхностного слоя кремния или просто последовательность операций обезжиривания, удаления остаточного слоя окисла, отмывки и сушки.

Базовая диффузия. После выращивания термического окисла толщиной около 0,5 мкм при температуре порядка 1000 °С производится вскрытие окон в окисле путем экспонирования фоторезиста и его травления. Окна предназначены для создания P^+ диффузионного охранного кольца (если оно используется), а также базового контакта. В качестве источника примеси p -типа можно использовать BN , VBr_3 или B_2H_6 .

Диффузионный слой должен иметь поперечное сопротивление ~ 100 Ом/квадрат и глубину от 0,7 до 1,0 мкм. Затем окисел удаляют с поверхности всей базы и проводят загонку бора в базовые окна при температуре около 900 °С. Полученный слой должен иметь поперечное сопротивление 100 Ом/квадрат, как говорилось выше. Затем производят «разгонку» введенного бора при 950...1050 °С и получают диффузионный слой глубиной 0,25...0,6 мкм с поперечным сопротивлением 400...1000 Ом/квадрат в зависимости от типа транзистора. После этого в базовом окне выращивают новый слой окисла толщиной 0,15...0,3 мкм.

Эмиттерная диффузия. После вскрытия окон под эмиттер в базовом окисле проводят диффузию мышьяка (из легированного окисла или газовой фазы) или фосфора (PCl_3 или P_2O_5) при 950...1050 °С, получая при этом слой глубиной 0,15...0,4 мкм с поперечным сопротивлением 15...30 Ом/квадрат. Эффект вытеснения базы эмиттером в случае диффузии мышьяка выражен слабо или отсутствует вообще.

Контактная диффузия. Перед нанесением контактной металлизации окисел удаляют с эмиттерной области и базовых контактных окон. Металлизацию на основе алюминия или золота осуществляют методом испарения в вакууме или катодного распыления, после чего получают рисунок контактной металлизации методом фотолитографии.

Омический контакт создается путем вжигания металла при 400 °С в течение 5 мин.

Заключительные технологические операции. На заключительном этапе производят проверку электрических характеристик всех расположенных на пластине транзисторных структур и маркируют негодные структуры. Толщину пластины уменьшают до 100 мкм путем стравливания или сошлифовывания ее обратной стороны для уменьшения электрического и теплового сопротивления.

На обратную сторону пластины наносят золотое покрытие для облегчения монтажа кристалла на держатель или корпус. Пластины разрезают на отдельные кристаллы, каждый из которых содержит одну или несколько транзисторных структур. После отбора годных кристаллов их монтируют на соответствующие держатели. Затем производится термокомпрессионное или ультразвуковое присоединение проводочных выводов к контактным площадкам транзистора и соответствующим выводам держателя. Транзисторы отжигают в атмосфере сухого азота и герметизируют.

Варианты транзисторной технологии. Изложенные выше основы технологии изготовления биполярных транзисторов известны под названием планарно-диффузионной технологии. Вариантом этой технологии является процесс, при котором области базы и эмиттера создаются методом ионного легирования, который позволяет точно контролировать распределение концентраций примеси базы и эмиттера, а также позволяет получать профили распределения примесей, более близкие к теоретическим кривым, идеальным для транзистора, чем допускает это метод диффузии. Этот метод широко применяется в производстве твердотельных изделий СВЧ.

Другой разновидностью технологии является изопланарная технология. Ее использование позволило получить лучшие из известных до сих пор маломощных биполярных транзисторов СВЧ. В транзисторах, изготовленных по этой технологии, эмиттерный и коллекторный переходы расположены в пределах кремниевой мезаструктуры, боковая поверхность которой защищена двуокисью кремния. Благодаря сравнительно большой толщине этого окисла, покрывающего тело коллектора, удается снизить паразитные емкости.

Изопланарная технология позволяет разделить операции создания активной базы (расположенной непосредственно под эмиттером) и пассивной базы (находящейся между краем эмиттера и базовым контактом), поэтому можно оптимизировать как активную (чтобы получить большее значение f_t), так и пассивную (для получения малой величины r_b) базы. Для больших значений f_t требуется сравнительно слабелегированная узкая база, а для получения малой величины r_b необходима более широкая база с более высокой концентрацией примеси. Для получения двух базовых областей можно использовать сочетание методов ионного легирования и диффузии; ионным легированием создается активная, а диффузией – пассивная база.

Улучшить частотные свойства транзистора удастся также за счет уменьшения эффективной ширины эмиттера методом боковой диффузии из области пассивной базы под края эмиттера.

7.3.2. Полевые транзисторы

Лучшим материалом для изготовления полевых СВЧ-транзисторов является арсенид галлия. Чтобы использовать преимущество очень высокой подвижности электронов в этом материале, выпускают транзисторы с каналом n -типа. Подложкой служит полуизолирующий ар-

сенид галлия, легированный хромом, толщиной 300 мкм с поверхностной ориентацией (III). Скорость роста эпитаксиальных слоев на этой плоскости меньше, что позволяет более точно контролировать их толщину. Эпитаксиальное наращивание производится в системе $\text{AsCl}_3\text{--Ga--H}_2$.

Перед выращиванием n -слоя для активной области транзистора на подложке часто выращивают высокоомный или полуизолирующий «буферный слой», который улучшает свойства кристаллической решетки на границе n -слой – полуизолятор, а также препятствует диффузии примесей из подложки в n -слой. Слои n -типа, выращенные на буферном слое, имеют более высокую подвижность электронов, чем без буферного слоя, что позволяет получать транзисторы с более высоким коэффициентом усиления и более низким коэффициентом шума.

Буферный слой можно легировать хромом, или кислородом, или же совсем не легировать. Аналогичным образом введение буферного слоя между подложкой n^+ -типа и активным n -слоем позволяет получить более высококачественные эпитаксиальные пленки для диодов Ганна.

Для создания малошумящих полевых транзисторов нужны очень тонкие слои n -типа с высокой концентрацией примеси. Используют слои n -типа толщиной 0,15...0,35 мкм, легированные серой или оловом с концентрацией $8 \cdot 10^{16} \dots 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Подвижность электронов в таких слоях составляет $3000 \dots 4500 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Толщину слоев и концентрацию в них примеси определяют путем измерения производной вольт-фарадной характеристики диода Шоттки, созданного на поверхности слоя. Измерительный прибор выполняет пересчет этой производной в концентрацию примеси на данном расстоянии от поверхности пленки и автоматически выдает результирующий профиль распределения примеси.

Требования к эпитаксиальным пленкам, предназначенным для полевых транзисторов, гораздо более жесткие, чем в случаях биполярных транзисторов.

Изготовление истока и стока. Рисунок подобласти истока и стока получают путем проявления фоторезиста, а затем производят металлизацию напылением на пластину. Для этого обычно используют сплав AuGe , но применяют также сплавы AuTe и AuTeGe . Иногда дополнительно наносят подслой никеля. После этого фоторезист вместе с ненужным металлом удаляют и производят вплавление контактов в GaAs путем быстрого нагрева и быстрого снижения температуры.

Изготовление затвора. Рисунок затвора создают при помощи фотолитографии и напыляют металлизацию, в качестве которой используют CrNiAu , CrAu , AlGe . Затем фоторезист удаляют вместе с ненужным металлом.

Заключительные операции. До и после создания истока, стока и затвора протравливают мезаструктуры для изоляции активной области прибора. Затем наносят проводящие дорожки, обычно золотые, для вывода контактов истока, стока и затвора к термокомпрессионным площадкам, расположенным на полуизолирующей подложке, чтобы понизить их паразитные емкости.

Выполняют проверку электрических характеристик транзисторных структур и маркировку негодных. Для снижения теплового сопротивления подложки ее толщину уменьшают до 150 мкм путем травления обратной стороны. Далее на обратную сторону напыляют сплав AuGe и разделяют пластину на кристаллы, каждый из которых содержит транзисторную структуру. Годные кристаллы отбирают и монтируют на держателе, а затем производят термокомпрессию выводов и герметизацию в соответствующем корпусе.

Использование других технологических методов. В рассмотренной выше технологии диффузия не применяется, а следовательно, не требуется высокотемпературная обработка, которая могла бы привести к ухудшению электрических свойств арсенида галлия. Разработаны также технологические методы, основанные на использовании ионного легирования. В одном из них активная n -область создается путем имплантации ионов серы, а в другом часть эпитаксиального n -слоя, окружающего активную область, превращается в полуизолятор путем протонной бомбардировки.

Недостатком метода ионного легирования является необходимость высокотемпературного (800 °C) отжига для электрической активации имплантированных ионов и удаления дефектов решетки, созданных бомбардировкой.

Еще одна разновидность технологии – это выращивание эпитаксиального n -слоя из жидкого расплава, а не из газовой фазы. Использование электролитографии для создания рисунка затвора и определения его положения относительно истока имеет преимущества по сравнению с обычной фотолитографией, так как в полевых транзисторах с малой длиной затвора рабочая частота обратно пропорциональна длине затвора и расстоянию между затвором и истоком.

7.4. ПЕРСПЕКТИВЫ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ СВЧ-ТРАНЗИСТОРОВ

Одна из основных задач современной микроэлектроники СВЧ – разработка и изготовление сверхскоростных интегральных схем (ССИС). Как уже было сказано, наиболее простым способом ее решения является отказ от широко распространенного в микроэлектронике кремния и замена его полупроводниковыми соединениями, например арсенидом галлия или другими материалами из группы A_3B_5 , подвижность носителей в которых в несколько раз превосходит подвижность электронов в кремнии. При таком подходе к созданию ССИС возникают проблемы, связанные с улучшением качества исходных материалов (в частности, для снижения уровня паразитных шумов полупроводниковой подложки из арсенида галлия), а также с уменьшением размеров активных областей. Это, в свою очередь, связано с процессами литографии, имплантации, выбором толщины эпитаксиальных слоев и т.д.

Рассмотрим еще один способ решения задачи создания сверхскоростных интегральных схем – применение триодных структур, состоящих из чередующихся тонких пленок полупроводника и металла (силицида металла), получивших название транзистора с металлической (сверхпроводниковой) базой.

Исторически первыми были структуры кремний – металл – кремний. Устройства с такой структурой не получили широкого применения, поскольку из-за несовершенной технологии изготовления не были достигнуты их расчетные параметры. В середине 80-х годов прошлого века благодаря развитию технологии изготовления тонких пленок силицидов металлов и особенно эпитаксиальных пленок силицидов на подложках кремния и эпитаксиальных пленок кремния поверх силицидных слоев методами эпитаксии из молекулярных пучков была получена высококачественная гетероструктура – кремний – силицид – кремний.

В 1986 году появилось первое сообщение об изготовлении за рубежом транзистора со сверхпроводниковой базой. По формальным признакам транзистор с металлической базой иногда отождествляют с биполярным транзистором. Однако по принципу работы, базирующемуся на эффекте переноса основных (горячих) электронов или дырок через тонкий (порядка 10 нм) слой металла или силицида, называемый базой,

движущихся из области эмиттера к коллектору, он скорее относится к полевым транзисторам. К преимуществам транзисторов с металлической базой перед биполярными транзисторами относятся:

- на несколько порядков более высокая рабочая частота, поскольку время пролета электронов через слой толщиной около 10 нм составляет 10^{-14} с, причем удельное сопротивление металлической базы намного меньше, чем полупроводниковой;
- более высокая радиационная стойкость, поскольку работа транзистора основана на пролете через тонкую базу только одного типа носителей – основных;
- отсутствие накопления неосновных носителей, поскольку пролет электронов или дырок через базу осуществляется почти без рассеяния.

7.4.1. Перенос заряда в гетероструктуре кремний – металл (силицид) – кремний

Тонкопленочный транзистор на основе структур полупроводник – металл (силицид) – полупроводник представляет собой униполярный полупроводниковый прибор, образованный двумя встречно включенными диодами Шоттки (рис. 7.19). В таком транзисторе эмиттер и коллектор равнозначны. Эмиттером может служить диод Шоттки, образованный слоем полупроводника 1 и металла (силицида) 2, а коллектором – диод Шоттки, образованный слоем полупроводника 3 и слоем металла 2, или наоборот.

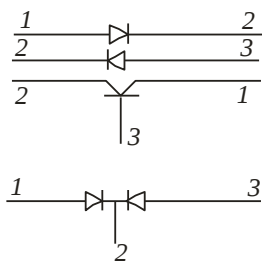


Рис. 7.19. Схематичное представление транзистора с металлической базой:

1, 3 – полупроводник;
2 – металл; 1, 2 – эмиттер;
2, 3 – коллектор; 2 – база

Слой металла в этой структуре играет роль базы, поэтому такой транзистор и называют транзистором с металлической базой.

В приведенной тонкопленочной структуре инжектированные электроны проходят над эмиттерным барьером ($\phi_{1,2} = \phi_e$) и в тонкой пленке оказываются неравновесными, или горячими. В том случае, когда высота коллекторного барьера ($\phi_{2,3} = \phi_k$) меньше высоты эмиттерного барьера ($\phi_k < \phi_e$), а толщина металлического слоя 2 сравнима с длиной свободного пробега горячих электронов в этом слое

(базе), горячие электроны проходят над коллекторным барьером Шоттки и попадают в область коллектора 3 (рис. 7.20, а).

Условие $\phi_k > \phi_e$ достигается путем формирования барьеров Шоттки на эмиттерном и коллекторном переходах разной высоты с помощью технологических приемов, а также за счет приложения к эмиттерному диоду Шоттки прямого смещения, а к коллекторному – обратного (рис. 7.20, б).

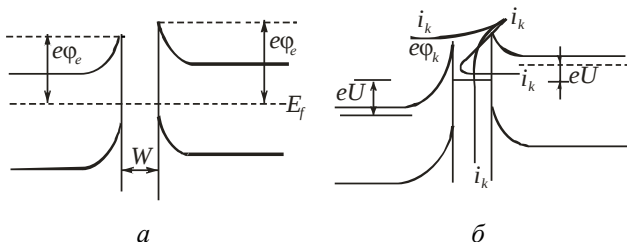


Рис. 7.20. Эмиттерный (а) и коллекторный (б) барьеры Шоттки

Однако не все электроны достигнут коллектора. При перемещении внутри базы часть электронов (i_1) будет все-таки рассеиваться, а другая часть (i_2) – отражаться, следовательно, поток инжектированных электронов (i_e) не равен потоку собранных в коллекторе электронов (i_k).

Поток рассеянных в тонкой базе электронов рассчитывается по формуле

$$i_1 = i_e \left[1 - \exp\left(-\frac{W}{\lambda_a}\right) \right],$$

где W – толщина металлической базы; λ_a – длина поглощения электронов, равная приблизительно 10 нм.

Поток отраженных электронов

$$i_2 = Ri_e \exp\left(-\frac{W^2}{\lambda_a}\right),$$

где R – квантово-механический коэффициент отражения электронов.

Таким образом,

$$i_k = i_e - i_1 - i_2 = i_e (1 - R) \exp\left(-\frac{W}{\lambda_a}\right).$$

Отношение i_k/i_e называется коэффициентом передачи

$$\alpha = \frac{i_k}{i_e} = (1 - R) \exp\left(-\frac{W}{\lambda_a}\right).$$

Из уравнения видно, что этот коэффициент определяется длиной поглощения электронов в базе, а также характером их отражения от границы раздела металл – полупроводник. Длина поглощения электронов зависит от их энергии и материала тонкой пленки.

Электроны, инжектированные в базу, движутся перпендикулярно к границе раздела металл – полупроводник. Если пренебречь рассеянием в эмиттере, то средняя энергия инжектированных горячих электронов E в тонкой пленке базы будет определяется как

$$E = E_f + I_{jb} + kT,$$

где E_f – энергия Ферми, отсчитанная от дна зоны проводимости; I_{jb} – высота барьера Шоттки; k – постоянная Больцмана.

Такие рассуждения справедливы только в случае, если пленка базы сплошная, т.е. не имеет сквозных пор. Однако в реальных условиях создания тонких пленок металлов, или силицидов, слой базы содержит большое количество сквозных точечных отверстий, заполненных материалом верхнего эпитаксиального слоя, выращенным поверх пленки металла. Диаметр сквозных пор может быть от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров. Наличие сквозных пор в базе делает ее похожей на некую сетку, периодичность которой зависит от способа получения пленки металла и может составлять примерно 100 нм.

Наличие в тонкой пленке базы сквозных отверстий, заполненных полупроводником, позволяет электронам перемещаться в транзисторе двумя путями: через соединяющие эмиттерную и коллекторную части полупроводниковые области в виде столбцов (полупроводниковый перенос) и инжекцией горячих электронов через барьер Шоттки в металлическую базу (металлический перенос).

Часть инжектированных электронов будет таким образом переноситься баллистически через базу. В случае «полупроводникового переноса» электроны проходят через отверстия непосредственно от эмиттера к коллектору. Однако это не вызывает короткого замыкания, поскольку в области отверстия возникает потенциальный барьер, сравнимый по величине с барьером Шоттки, если ширина обедненной зоны, возникающей в районе отверстия, заметно больше радиуса отверстия.

7.4.2. Тонкопленочные структуры полупроводник – сверхпроводник – полупроводник

Особый интерес для изготовления транзистора с металлической базой представляет структура полупроводник – сверхпроводник – полупроводник. Использование сверхпроводника в качестве материала базы позволяет значительно повысить частотные характеристики транзистора по сравнению с транзисторами, в качестве базы которых используется металл или силицид в силу конечности их удельного сопротивления. Как и в случае несверхпроводящей базы, на характер движения электронов в такой структуре существенно влияют границы раздела полупроводник – сверхпроводник, рассеяние электронов в полупроводнике и слое сверхпроводника.

На рис. 7.21 показана зонная диаграмма структуры полупроводник – сверхпроводник – полупроводник, которую называют транзистором со сверхпроводящей базой.

Схема переноса носителей заряда в транзисторе со сверхпроводящей базой такая же, как и рассмотренная ранее в структуре с металлической базой. Горячие электроны из эмиттерного барьера Шоттки попадают в область сверхпроводящей базы, в которой они взаимодействуют с фононами, электронами или другими центрами рассеяния. Слой базы выбирается, в свою очередь, таким, чтобы его толщина была меньше длины свободного пробега горячих электронов. В таком случае большинство электронов достигает границы раздела сверхпроводник – полупроводник, образующей коллекторный переход. В результате квантово-механического отражения часть электронов возвращается в базу, другая часть достигает электрода коллектора после рассеяния в слое полупроводника.

Очевидно, что для реализации транзистора со сверхпроводящей базой главным является выбор определенного сочетания материалов полупроводника и сверхпроводника с целью получения большого коэффициента усиления по току и высокой скорости срабатывания транзистора.

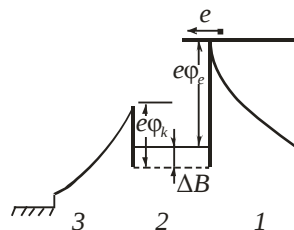


Рис. 7.21. Зонная диаграмма структуры полупроводник – сверхпроводник – полупроводник:

1, 3 – полупроводник (эмиттер, коллектор соответственно); 2 – сверхпроводник (база); ΔB – ширина сверхпроводниковой базы

При оценке эффективности таких транзисторов один из наиболее важных параметров – коэффициент квантово-механического отражения, который, как уже отмечалось, существенно зависит от параметров, характеризующих саму структуру, в том числе от величины эффективной массы носителей, высоты барьеров Шоттки, диэлектрической постоянной. В частности, чем меньше эффективная масса электронов в коллекторе, тем ниже коэффициент квантово-механического отражения, чем меньше высота барьера Шоттки, тем выше эффективность всей транзисторной структуры. Отсюда следует, что наилучшим материалом, образующим коллекторный диод Шоттки, является антимонид индия (InSb). В качестве сверхпроводника для базы используют пленки ниобия.

Т а б л и ц а 2

Параметры полупроводников

Полупроводник	Эффективная масса	Диэлектрическая постоянная, ϵ	Энергия электрических фононов, 10^{-3} эВ	Высота барьера Шоттки, эВ
InSb (антимонид индия)	0,0136	15,68	24,8	0,2
GaAs (арсенид галлия)	0,068	11,6	92,0	0,9
Si (кремний)	0,98	11,5	–	1,2

Конструкция транзистора. Первые конструкции транзисторов с металлической базой были осуществлены в Америке на основе гетероструктуры кремний – кобальт, кремний – кремний. Структура Si–CoSi₂–Si получена эпитаксией из молекулярных пучков в 1986 году. В этом же году был изготовлен первый транзистор со сверхпроводящей базой, изображенной на рис. 7.22.

На подложке 1 из арсенида галлия через окно в анодированном слое методом вакуумного осаждения формируется пленка сверхпроводника (ниобия) 2, затем над ней тем же методом создается пленка 3 из антимонида индия. На обратной стороне подложки выполняется контактная металлизация из AuGeNi, а на пленке 3 из InSb – золотая металлизация.

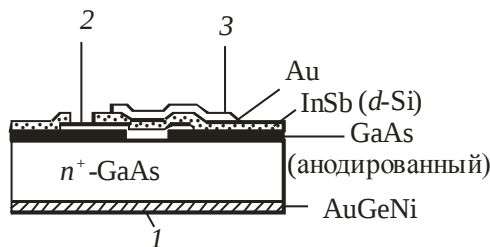


Рис. 7.22. Схема транзистора со сверхпроводящей базой:

1 – подложка; 2 – пленка из ниобия; 3 – пленка из антимонида индия

Технология изготовления. Технология изготовления транзистора с металлической базой, по существу, сводится к отработке технологии получения тонкой пленки базы (эпитаксиальной тонкой пленки силицида на кремниевой подложке), формированию поверх нее эпитаксиального слоя кремния и изготовлению омических контактов к областям базы, эмиттера и коллектора.

К материалу базы транзистора с металлической базой предъявляются требования, как связанные с условиями токопереноса через базу, так и определяемые технологией изготовления транзистора. В первом случае длина свободного пробега носителей заряда должна быть максимальной; материал должен иметь низкое удельное сопротивление; граница раздела полупроводник – металл базы должна быть практически бездефектной, чтобы уменьшить величину отражения от нее носителей заряда. Во втором случае необходимым условием является термостойкость материала базы, т.е. способность выдерживать высокие (1123...1273 К) температуры без изменения физико-химических свойств материала при последующем наращивании эпитаксиального слоя кремния.

Перечисленным выше требованиям частично удовлетворяют тугоплавкие металлы, такие как вольфрам, тантал и молибден, которые и были использованы в первых транзисторах с металлической базой. Тонкие пленки из этих металлов имеют мелкозернистую структуру, обеспечивающую их высокую однородность по толщине. Эти металлы при высоких температурах обработки взаимодействуют с кремнием, образуя силициды. Поэтому в качестве материала базы были предложены и опробованы тонкие пленки силицидов металлов. При этом

сформулированные выше требования остаются в силе. Выбор этих силицидов делается на основании их соответствия по параметру кристаллической решетки исходной подложке, а также подобия расположения атомов на границе раздела. Высокая степень согласования решеток слоя и подложки – необходимое условие эпитаксиального роста. Для количественной ее оценки вводится понятие «решеточное соответствие», означающее периодическую трансляционную симметрию поверхности раздела, совместимую с кристаллическими структурами по обе ее стороны.

Решеточное соответствие характеризуется двумя параметрами: несоответствием параметров решеток и размерами общей элементарной ячейки. При условии, что элементарная ячейка – параллелограмм со сторонами a , b и острым углом α , ее площадь определяется как $S = ab \sin \alpha$, а решеточное несоответствие:

$$\varepsilon' = \max \left(\left| \frac{a_1 - a_2}{a_1} \right|, \left| \frac{b_1 - b_2}{b_1} \right| \right),$$

где индексы 1 и 2 относятся соответственно к подложке и пленке.

С точки зрения получения максимального решеточного соответствия наибольший интерес представляют силициды редкоземельных металлов (кобальта, бария и т.п.). Наибольшие успехи достигнуты при получении эпитаксиальных пленок дисилицида кобальта, гетероструктуры Si–CoSi₂–Si и транзистора с металлической базой на ее основе, сделанного за счет использования метода эпитаксии из молекулярных пучков.

На подложке кремния с удельным сопротивлением 1...3 Ом/см выращивают тонкий слой двуокиси кремния, который при нагреве (1023...1073 K) в сверхвысоком вакууме испаряется. Подложку охлаждают до комнатной температуры и на чистую поверхность методом электронно-лучевого испарения наносят слой кобальта со средней скоростью 0,1 нм/с. После этого в той же камере осуществляют отжиг при температуре от 900 до 1100 K. Осаждение эпитаксиальной пленки кремния проводят при остаточном давлении приблизительно $6 \cdot 10^{-9}$ Па и температуре 950 K. Для ее легирования в процессе роста совместно распыляют кремний и сурьму. Транзисторные структуры размером 200×200 мкм получили реактивным ионным травлением

во фторсодержащей среде верхнего эпитаксиального слоя кремния до слоя силицида с последующим обычным химическим травлением мезаструктуры.

Электрический контакт к эмиттеру формируют на основе двухслойной пленочной структуры титан – золото, контакт к коллектору с обратной стороны подложки осуществляют при помощи пасты на основе серебра. Контакт к базе в таком экспериментальном транзисторе служит прижимной вольфрамовый зонд. Как показывают последние публикации, для получения эпитаксиального слоя кобальта на кремнии не обязателен высокий вакуум. Пленки кобальта толщиной 30 нм напыляют при комнатной температуре на кремниевую подложку в установке электронно-лучевого испарения. Остаточное давление в камере $2,5 \cdot 10^{-4}$ Па. Установлено, что наиболее критичным параметром для эпитаксиального роста пленок в условиях невысокого вакуума является атмосфера отжига; влияние скорости нагрева и охлаждения при этом менее важно. Полученные транзисторы показали f_T от 600 до 1600 ГГц.

К преимуществам транзисторов с металлической и сверхпроводящей базой перед биполярными и МОП-приборами относятся высокие рабочая частота и помехоустойчивость, радиационная стойкость. Кроме того, такие транзисторы пригодны для создания вертикально интегрированных микросхем, поскольку ток в них протекает перпендикулярно к поверхности, а также для построения логических схем, аналогичных n -канальным МОП-структурам, в которых инвертор состоит из переключающего транзистора, работающего в режиме обогащения, и нагрузочного, работающего в режиме обеднения.

С точки зрения материала базы для рассмотренных транзисторов большой интерес представляют тонкие эпитаксиальные пленки силицидов, в частности CoSi_2 и NiSi_2 , полученные селективной эпитаксией или ионной имплантацией кремниевой подложки, что позволяет формировать не только сплошную пленку силицида, но и базу транзистора методом безмасочной литографии. В качестве материала базы находят применение и сверхпроводники. Использованию высокотемпературных керамических сверхпроводников препятствуют трудности, связанные с получением как тонких пленок, так и гетероструктур на их основе.

7.4.3. Селективно-легированный гетероструктурный транзистор

В настоящее время в микроэлектронике СВЧ широкое распространение получил селективно-легированный гетероструктурный транзистор. Названий этому транзистору дали много: и HEMT-транзистор с высокой подвижностью электронов (фирма Fujitsu, Япония), и MODFET – модуляционно-легированный полевой транзистор (Иллинойский, Корнелльский университеты и фирма Honeywell, США), и SDHT – селективно-легированный гетероструктурный транзистор фирмы Bell Laboratories, США). Мы будем использовать последнее название, поскольку оно с нашей точки зрения, наиболее точное.

В отечественной литературе селективно-легированный гетероструктурный транзистор (СЛГТ) часто называют транзистором с высокой подвижностью электронов (ТВПЭ), что соответствует английской аббревиатуре HЭМТ. Транзистор СЛГТ – это дальнейшее развитие оригинальных идей, в которых использованы многослойные структуры, состоящие из очень тонких (менее 20 им) чередующихся слоев арсенида галлия и AlGaAs. Чередующиеся полупроводниковые слои получают методом молекулярно-лучевой эпитаксии, при этом слои формируют таким образом, что донорные уровни в одном слое располагаются выше, чем дно зоны проводимости в последующем слое. Легирование последующего слоя обычными донорами приводит к пространственному разделению заряда, которое необходимо в связи с требованием постоянства положения уровня Ферми во всей структуре. Доноры аккумулируются на энергетических уровнях в зоне проводимости материала с меньшим уровнем легирования, причем только одна граница раздела в гетеропереходе требуется для переноса заряда, и электрическое поле, которое возникает из-за разделения заряда, сдерживает электроны на границе раздела со стороны арсенида галлия. Для этого между слоями формируют слой с пониженным уровнем легирования, или спейсор, ниже которого и формируется двумерный электронный газ (ДЭГ). На рис. 7.23 показана подобная структура, состоящая из четырех различных слоев: канального (А), спейсора (В), донорного (С) и слоя покрытия (Д).

В данном приборе ток стока управляется напряжением, приложенным к затвору. Если затвор отделен от слоя электронного газа расстоянием меньше 25...30 нм, то барьер Шоттки на границе металл – полупроводник может полностью обеднять область, заполненную электронным газом под затвором, даже при нулевом смещении на затворе.

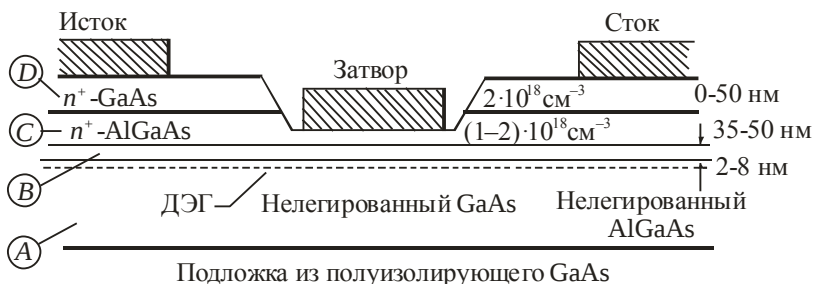


Рис. 7.23. Конструкция селективного полевого транзистора с барьером Шоттки

Приборы данного типа работают в режиме обогащения и являются нормально закрытыми. Пороговое напряжение задается толщиной и уровнем легирования слоя AlGaAs, и контроль величины порогового напряжения является главной проблемой в технологии СЛГТ. Соответственно, более толстые слои AlGaAs не позволяют обеднить слой электронного газа при нулевом смещении. Эти приборы являются нормально открытыми, работающими в режиме обеднения. Чтобы обеднить слой электронного газа и перевести прибор в режим отсечки, необходимо отрицательное смещение на затворе.

Крутизна характеристики прибора $g_m = dI_{\text{ст}}/dU_3$ зависит главным образом от расстояния между затвором и областью электронного газа. Для СЛГТ, особенно для структур, работающих в режиме обогащения, это расстояние может быть очень малым (около 25 нм), что приводит к увеличению крутизны характеристики. Естественно, емкость затвора увеличивается с уменьшением толщины AlGaAs до некоторого предела. Скорость переключения прибора определяется отношением g_m/C_3 , однако уменьшение толщины слоя AlGaAs гораздо больше влияет на увеличение крутизны, чем на увеличение емкости. Наконец, уменьшение длины затвора l_3 , как упоминалось выше, приводит к уменьшению времени пролета носителей и, как следствие, емкости затвора.

Существуют три главных отличия между СЛГТ и конкурирующим с ним полевым транзистором на арсениде галлия с затвором Шоттки:

- повышенная подвижность электронов;
- двумерный характер носителей тока, существующих в виде электронного газа;

– металл затвора осажден на подслое AlGaAs, что позволяет минимизировать расстояние затвор – слой, содержащий электронный газ.

Высокая подвижность носителей очень важна в диапазоне малых электрических полей, позволяющих уменьшить величины паразитных сопротивлений и понизить напряжение насыщения транзистора. Низкое напряжение насыщения позволяет применять пониженные напряжения питания. Локализация электронного газа в тонком (10 нм) слое сверхчистого арсенида галлия, расположенного близко к поверхности структуры, приводит к высокой крутизне и большому выходному сопротивлению прибора. Установлено, что эффективный барьер Шоттки для алюминиевого затвора, расположенного на подслое AlGaAs, значительно выше барьера на арсениде галлия (от 0,75...0,8 до 1...1,2 В).

Особой сложностью в производстве СЛГТ-транзистора является определение точного значения порогового напряжения, что предполагает жесткий технологический контроль глубины травления затворной канавки с точностью выше 1 нм. Это крайне сложное для реализации условие. В изготовлении таких транзисторов используют следующие технологические методы: молекулярно-лучевую эпитаксию, варьирование ширины энергетических зон и высокоселективное сухое или жидкостное травление. Все достоинства этого типа транзисторов лучше всего реализуются в цифровых схемах СВЧ. К ним относятся:

- минимальное число транзисторов на инвертирующий логический элемент;
- малая потребляемая мощность (порядка 1 МВт на элемент);
- удобство проектирования.

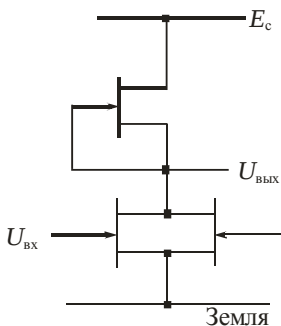


Рис. 7.24. Классическая схема инвертора

Базовый инвертор, схема которого показана на рис. 7.24, состоит из нормально закрытых транзисторов (драйвера) и нагрузки в виде нормально открытого транзистора. Использование такого драйвера позволяет применить один источник питания положительной полярности и сделать схемы с непосредственными связями, идентичными МОП-схемам на кремнии, имеющим наиболее полный аппарат расчета.

ГЛАВА 8

ОСНОВЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СВЧ-СХЕМ

8.1. СХЕМОТЕХНИКА МОНОЛИТНЫХ ЛИНЕЙНЫХ СХЕМ НАЧАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА СВЧ

Активные компоненты для интегральных схем, а также пассивные, как мы рассмотрели выше, ограничены по номенклатуре и номиналам технологическим процессом изготовления. Поэтому точность компонентов, повышение номиналов резисторов, возможность подгонки компонентов схемы и комплементарные $p-n-p$ - и $n-p-n$ -транзисторы являются важнейшими проблемами, которые необходимо решить при переводе схем с дискретной элементной базы в монолитную конструкцию. В монолитных интегральных схемах достижима абсолютная точность номиналов резисторов лишь 10...15 % при относительно высоком температурном коэффициенте (0,2 % на 1 °C при диффузионном резисторе). Большие номиналы резисторов потребуют значительной площади поверхности, что сделает микросхему нетехнологичной в производстве. Подстройка параметров схемы, доступная в случае применения тонкопленочных резисторов в гибридных схемах, занимает много времени, является источником необратимых ошибок и поэтому весьма дорога. Наконец, изготовление комплементарных транзисторов на одной кремниевой подложке увеличивает число технологических операций. Вместе с тем практически невозможно полностью согласовать на одной подложке характеристики $p-n-p$ - и $n-p-n$ -транзисторов. В ряде случаев пытаются разработать новый технологический процесс

специально для производства твердотельных схем СВЧ. Такой подход ведет к постепенному прогрессу, однако полученные в результате схемы трудны для освоения в производстве.

Практический выпуск твердотельных СВЧ-схем начального диапазона целесообразно организовывать на имеющихся технологических циклах, по которым выпускаются отдельные планарные транзисторы, а также использовать наиболее развитую на сегодня технологию цифровых интегральных схем. Применяя специальную схемотехнику, удастся сопрягать требуемые параметры монолитных схем начального СВЧ-диапазона и имеющийся технологический цикл, что в большинстве случаев позволяет монолитным схемам конкурировать по параметрам со схемами на дискретных компонентах. Схемотехника линейных монолитных схем должна строиться так, чтобы исключить влияние плохой точности интегральных компонентов и ограничения их номиналов. Но эта схемотехника должна использовать и присущие интегральным схемам преимущества: строгое согласование параметров как активных, так и пассивных компонентов в широком диапазоне температур, отличную термическую связь всех элементов схемы, экономическую целесообразность применения большого числа активных элементов, свободу выбора геометрии активных элементов, возможность изготовления таких приборов, которые не имеют точного дискретного эквивалента [15].

Рассмотрим общие, без учета специфических особенностей, принципы схемотехники, которые проиллюстрируем практическими примерами принципиальных схем. Одной из важнейших проблем твердотельных схем является стабилизация смещения усилительного каскада «общий эмиттер». Подача смещения на каскад общего эмиттера с применением делителя смещения и разделительного конденсатора приводит к сужению частотной характеристики. Для монолитных схем требуемый номинал разделительных конденсаторов практически нереализуем, поэтому основой их схемотехники являются схемы с непосредственными связями, а также дифференциальные каскады в различных модификациях.

Точное взаимное согласование компонентов по их параметрам и полная термическая связь, имеющаяся в интегральной схеме, делают возможными многие радикальные решения.

Один из таких примеров – схема смещения служит для «навязывания» с помощью падения напряжения на переходе эмиттер – база тран-

зистора, включенного диодом, некоторого коллекторного тока, протекающего через эмиттерно-базовый переход второго транзистора.

Если оба транзистора идентичны по геометрии, то коллекторный ток I основного рабочего транзистора может быть задан однозначно (по закону Ома) путем выбора номинала резистора R_1 и питающего напряжения $U_{\text{п}}$ (рис. 8.1).

Эксперимент показывает, что эта схема смещения дает стабильный ток в широком диапазоне температур, причем коллекторные токи смещающего T_1 и усиливающего T_2 транзисторов, как правило, не отличаются друг от друга более чем на 5 % даже при больших рассеиваемых мощностях.

Наиболее часто применяемая конфигурация схемы смещения представлена на рис. 8.2. Если R_3 и R_4 , а также T_1 и T_2 идентичны по параметрам, коллекторные токи обоих транзисторов должны быть равны, так как их базовые токи определяются одинаковыми резисторами и общим питающим напряжением. Коллекторный ток транзистора T_1 можно выразить как

$$I_{k1} = \frac{U_{\text{п}} - U_{eb}}{R_1},$$

где I_{k1} – ток коллектора T_1 , равный I_{k2} ; U_{eb} – напряжение эмиттер – база, у транзисторов эти напряжения равны в силу их идентичности. Поскольку $U_{eb} \ll U_{\text{п}}$, уравнение упрощается:

$$I_{k1} = I_{k2} \approx \frac{U_{\text{п}}}{R_1}.$$

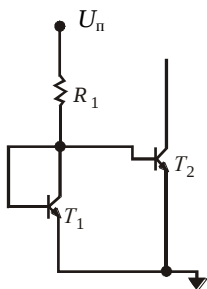


Рис. 8.1. Схема генератора тока

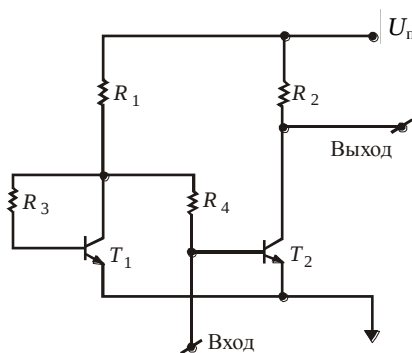


Рис. 8.2. Схема смещения

Если $R_2 = R_1/2$, то уровень выходного напряжения по постоянному току $E_0 = U_n/2$ и усилитель, таким образом, смещен в оптимальную рабочую точку. На его режим не влияют изменения питающего напряжения и температуры, напряжение в рабочей точке зависит лишь от точности взаимного согласования компонентов в твердотельной схеме.

В простейшем усилителе с использованием балансной схемы смещения применяют резисторы в цепях эмиттеров для увеличения входного сопротивления, каскодное включение транзисторов с целью максимального уменьшения выходной емкости, а также выходной эмиттерный повторитель для снижения выходного сопротивления.

Генератор стабильного тока. Для интегральных схем построение генераторов стабильного тока микроамперного уровня затруднительно,

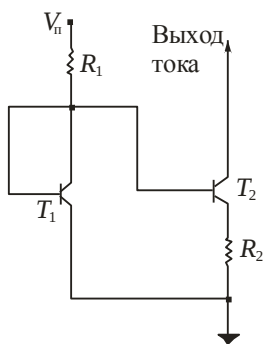


Рис. 8.3. Схема генератора тока с повышенным выходным сопротивлением

так как для его создания ранее применялись резисторы очень больших номиналов, технологическое воплощение которых в твердом теле невозможно.

Этот вопрос может быть решен схемотехническим построением генератора стабильного тока на десятки микроампер при использовании резисторов с общим номиналом всего несколько килоом. Данная схема рассчитывается, как и предыдущая схема смещения, разница только в том, что ток первого транзистора делают намного больше тока второго, $I_{k1} \gg I_{k2}$ (рис. 8.3).

Для расчета R_2 необходимо вычислить разницу падения напряжений на p - n -переходах эмиттер – база этих двух транзисторов:

$$\Delta U_{eb} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{k1}}{I_{k2}} \right),$$

тогда

$$R_2 = \frac{\Delta U_{eb}}{I_{k2}} = \frac{kT}{eI_{k2}} \ln \left(\frac{I_{k1}}{I_{k2}} \right).$$

Для данной схемы

$$R_2 = \frac{kT}{eI_{k2}} \ln \left(\frac{(U_{\Pi} - U_{eb})I_{k2}}{R_1} \right).$$

Общее выходное сопротивление данного генератора тока рассчитывается по формуле

$$R_{\text{вых}} = r_k \left[1 + \frac{\beta(r_e + R_2)}{R_1 + R_{\text{вх}} + (r_e + R_2)} \right].$$

Если проанализировать формулу получения R_2 , то выясняется одно из интересных преимуществ этой схемы – выходной ток ее I_{k2} меняется пропорционально логарифму изменения питающего напряжения. Поэтому если генератор тока применен как схема смещения входного каскада усилителя, то рабочий ток в каскаде, коэффициент усиления по напряжению должны мало меняться при значительных изменениях питающих напряжений.

Если в цепь эмиттера T_1 проставлен резистор, равный резистору R_2 , то схема имеет название «токовое зеркало»; наиболее часто она применима в интегральных схемах любых назначений.

Схема сдвига уровня. В интегральных схемах часто требуются различные формы сдвига сигнала по постоянному уровню. При создании схем по гибридной технологии этого можно достичь применением комплементарных транзисторов либо диодов Зенера – стабилизаторов. С точки зрения твердого тела оба эти метода имеют ограничения.

Схема, которая позволяет осуществлять сдвиг уровня сигналов, показана на рис. 8.4. Она построена только на транзисторах одного типа проводимости $n-p-n$, и ее свойства зависят в основном лишь от соотношения номиналов резисторов.

Транзистор T_1 является входным буферным эмиттерным повторителем, а сдвиг уровня сигнала определяется падением напряжения на

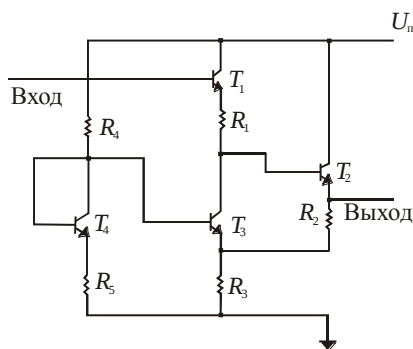


Рис. 8.4. Схема сдвига уровня

R_1 , вызываемым коллекторным током транзистора T_3 . Положительная обратная связь с выхода схемы (эмиттерный повторитель T_2) через резистор R_2 увеличивает падение напряжения во время отрицательной полуволны выходного напряжения на резисторе R_1 за счет увеличения коллекторного тока транзистора T_3 и уменьшает во время положительной полуволны. Таким образом, транзистор T_3 не только является генератором стабильного тока, но участвует в усилении (ослаблении) полуволн сдвигаемого по уровню сигнала.

Правильно рассчитанный каскад должен обеспечить устойчивый коэффициент усиления по напряжению, высокий входной импеданс, малый выходной импеданс. Предполагая, что напряжение питания $U_{\text{п}}$ много больше, чем $U_{\text{еб}}$ транзисторов, коэффициент усиления схемы приближенно можно рассчитать как

$$\Delta U_{\text{вых}} = \Delta U_{\text{вх}} \pm R_1 \Delta I_{k3},$$

где $\Delta U_{\text{вх}}$ – приращение входного сигнала; $\Delta U_{\text{вых}}$ – приращение выходного сигнала; ΔI_{k3} – изменения коллекторного тока транзистора T_3 .

Схема наиболее простого твердотельного усилителя, работающего в широком диапазоне частот (более 1 ГГц), показана на рис. 8.5.

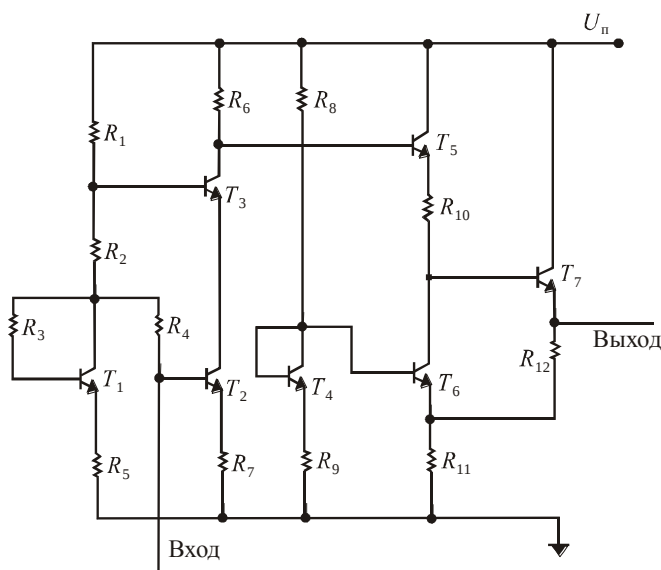


Рис. 8.5. Принципиальная схема усилителя в микроисполнении

8.2. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ СВЧ-ДИАПАЗОНА НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Технология создания монокристаллических интегральных схем СВЧ-диапазона на арсениде галлия включает в себя различные аспекты формирования исходных полупроводниковых материалов и приборных структур, схемотехнику интегральных схем, эффекты, связанные с существованием СВЧ-полей и распространением СВЧ-сигналов. Многосторонний характер современной технологии создания интегральных схем определяет то, что при кратком анализе удастся лишь самое общее рассмотрение важнейших аспектов. Особенностью технологии изготовления интегральных схем этого типа является изготовление на подложке из полупроводникового арсенида галлия активных и пассивных элементов схемы. Наиболее распространенными типами активных элементов являются полевые транзисторы и диоды Шоттки.

Перестраиваемые элементы могут быть реализованы с распределенными или сосредоточенными параметрами. Резисторы изготавливаются с использованием легирования необходимых областей подложки или по тонкопленочной технологии. Конденсаторы выполняются на основе либо структур металл – диэлектрик – металл (МДМ), либо встречноштыревых структур. На рис. 8.6 показан наиболее распространенный тип монокристаллической интегральной схемы.

Активные элементы создаются на лицевой поверхности кристалла, затем выполняются соединения с соответствующими элементами СВЧ-схемы, сформированными по мере завершения технологического цикла [8].

В интегральной схеме, показанной на рис. 8.6, при изготовлении полевого транзистора для формирования активных областей n -типа, областей омических контактов p^+ -типа и некоторых резисторов применяют селективную ионную имплантацию. В качестве индуктивных элементов используют спиралевидные высокоимпедансные передающие линии. Небольшие перестраиваемые конденсаторы на МДМ-структуре формируют с использованием металлизации первого и второго уровней, разделенных слоем диэлектрика из нитрида кремния. Применяются также пересечения с воздушным зазором между проводниками и тонкопленочные напыляемые резисторы. Металлизацию второго уровня покрывают пленкой золота толщиной 2...3 мкм для

уменьшения потерь, связанных со скин-эффектом, так как в большинстве интегральных схем именно эта металлизация формирует проводники, по которым текут СВЧ-токи. Сквозные отверстия в подложке служат для формирования низкоиндуктивных контактов к земле. Как и СВЧ-схемы на кремнии, схемы с использованием арсенида галлия имеют небольшие размеры, малую массу и отличаются высокой надежностью, многофункциональностью, вероятностью снижения стоимости, возможностью изготовления широкополосных схем, высокой воспроизводимостью параметров.

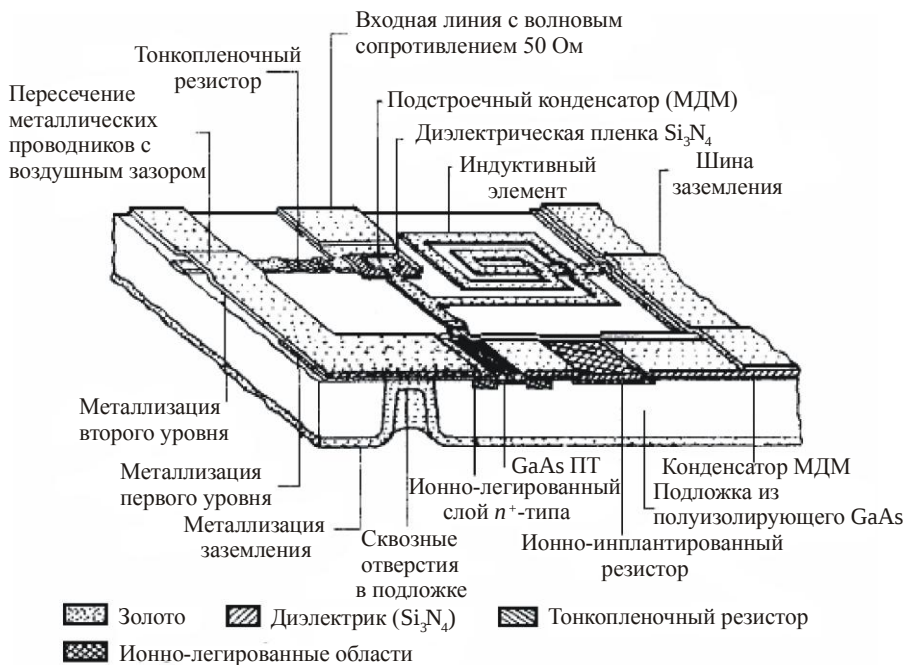


Рис. 8.6. Разрез интегральной структуры на GaAs

К недостаткам таких схем следует отнести: продолжительный цикл разработки, ограниченные возможности по корректировке параметров, необходимость выполнения значительного объема работы по моделированию схем с помощью ЭВМ в процессе разработки, высокую стоимость комплекта фотошаблонов. Так как цикл разработки и изготовления каждого комплекта фотошаблонов длится от 6 до 10 месяцев, число итераций в лучшем случае не менее двух, общее время, необхо-

димое для разработки конкретной интегральной схемы, составляет от 12 до 20 месяцев в зависимости от сложности схемы. Параметры схемы зависят при этом от параметров активных элементов и в значительной степени определяются особенностями, заложенными в интегральной схеме при ее разработке. Частичные переделки для компенсации отклонений в технологии и вариаций параметров очень сложны в приборах с малыми размерами элементов и оправданны лишь в специальных случаях. По этой причине требуется исключительно тщательное моделирование работы как активных, так и пассивных элементов схемы, а также учет влияния паразитных элементов и связей. Моделирование производят на ЭВМ. Типичный комплект фототаблонов содержит 8...11 штук общей стоимостью 15...20 тыс. долларов. Из-за исключительно малых размеров реактивных элементов интегральной схемы энергия, накапливаемая в электромагнитном поле, оказывается небольшой, что не позволяет достичь высоких значений добротности Q таких элементов.

Функционально твердотельные СВЧ-схемы на арсениде галлия классифицируются обычно по следующим типам.

Узлы схемы:

- усилители широкополосные, малошумящие, средней мощности и т.д.;
- смесители на полевых транзисторах из арсенида галлия и на диодах Шоттки;
- генераторы, управляемые напряжением;
- многоразрядные фазовращатели;
- переключатели прием-передача.

Функциональные блоки:

- интегральные входные каскады приемников;
- синтезаторы частоты;
- схемы модулятор-демодулятор;
- приемники миллиметрового диапазона;
- приемники связные.

Многофункциональные подсистемы:

- цифровые преоператчики радиодиапазона;
- переключатели прием-передача для радаров с антенными фазированными решетками;
- интегральные приемники с обработкой сигнала;
- адаптивные модули решетки.

Общие принципы разработки интегральных схем СВЧ на арсениде галлия. Диодные структуры с барьером Шоттки способны изменять емкость при изменении напряжения смещения, поэтому они широко применяются в схемах генераторов, управляемых напряжением, а нелинейность вольт-амперной характеристики позволяет использовать их в смесителях.

Для обеспечения гибкости проектирования нужны эквивалентные электрические схемы элементов. Прежде всего необходимо разработать начальный вариант топологического рисунка, выявить и учесть влияние всех паразитных явлений, проявляющихся в СВЧ-диапазоне и связанных с существованием искажений при передаче сигнала, разрывов электрических цепей и паразитных связей между различными элементами схемы. Отличие (как и в случаях СВЧ-схем начального диапазона) принципов проектирования твердотельных СВЧ-схем от аналогичных гибридных схем заключается в необходимости уменьшения размеров кристалла монокристаллических схем получения приемлемого процента выхода годных изделий и снижения стоимости схем, а также расширения их функциональных возможностей.

Все элементы схемы подразделяются на активные и пассивные. К активным относят транзисторы, эквивалентные схемы которых рас-

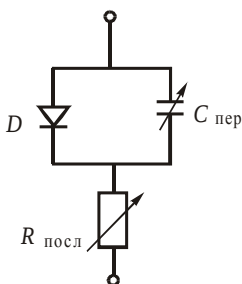


Рис. 8.7. Эквивалентная схема диода Шоттки

смотрены выше, и диоды Шоттки, эквивалентная схема которых предельно проста (рис. 8.7). Здесь $C_{\text{пер}} = C(U)$ – емкость обедненной области, зависит от приложенного напряжения.

К пассивным элементам относят полосковые линии, конденсаторы, индуктивности и резисторы. В зависимости от сложности и поставленной задачи выбор типов элементов для интегральной схемы может быть сделан исходя из учета их паразитных свойств, технологии изготовления и точности моделирования.

Часто в машинных расчетах используют упрощенные эквивалентные схемы активных элементов, в которых пренебрегают обратной связью с выхода на вход, что резко упрощает анализ работы прибора при выполнении начальных этапов разработки входных и выходных цепей электронных схем и схем межкаскадных соединений. Отметим, что последовательная обратная связь за счет существования сопротивления в цепи истока приводит к уменьшению величины эффективной входной емкости и крутизны транзистора (рис. 8.8).

После определения всех значений элементов эквивалентной схемы возможно составление так называемого «схемного файла», который используется в машинных программах анализа работы схемы СВЧ в узловом формате. Такой способ анализа работы схемы более эффективен, чем способ, основанный на работе с файлом данных, содержащим измеренные S -параметры прибора на нескольких дискретных частотах.

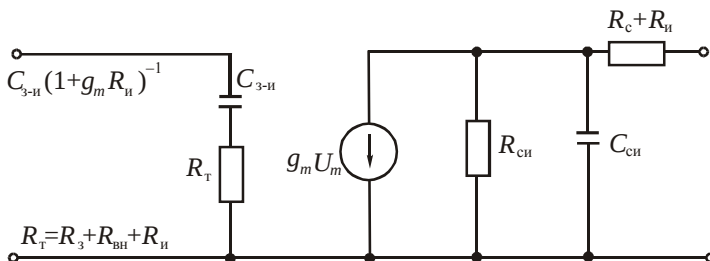


Рис. 8.8. Эквивалентная схема полевого транзистора:

$R_з$, $R_с$, $R_и$ – сопротивление затвора, стока и истока

Схемный файл имеет информацию о подключении и геометрических размерах каждого элемента эквивалентной схемы. Программа допускает подгонку вычисленных значений S -параметров для лучшего совпадения с экспериментально определенными величинами. После этого уточненная эквивалентная схема может быть использована при разработке схем, обладающих линейной частотной характеристикой в заданном диапазоне частот. Большое значение имеет знание выходных характеристик полевых транзисторов, измеренных на постоянном токе. По этим данным с достаточной точностью удастся оценить величины паразитных сопротивлений, напряжения отсечки и даже эффективную длину затвора. Измерив дополнительно значения емкостей транзистора на низких частотах, можно определить практически все важные его параметры.

Выходные параметры транзистора связаны с основными сопротивлениями и емкостями следующими соотношениями:

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_{з-и}}, \quad f_{\max} = \frac{f_T}{2} \sqrt{\frac{R_{\text{ввых}}}{R_{\text{вх}}}}, \quad g_m^{i-1} = g_m^i + R_{и}.$$

Из параметров, определенных на низких частотах, можно найти и шумовые характеристики полевых транзисторов. Существуют четыре параметра, характеризующих шумовые свойства полевых транзисторов, работающих в усилительных схемах. К ним относятся минимальный коэффициент шума $F_{\min}$, шумовое сопротивление $R_{\text{ш}}$ и две составляющие оптимального импеданса в цепи истока – $R_{\text{опт}}$ и $X_{\text{опт}}$. Все эти параметры связаны с геометрическими размерами элементов, составляющих эквивалентную схему прибора, – R_3 , $R_{\text{и}}$, g_m и либо $C_{3-\text{и}}$ (емкость между затвором и истоком), либо геометрическими размерами l_3 (эффективная длина затвора), которые определяются из низкочастотных характеристик транзистора.

В рассматриваемой модели имеются также четыре подгоночных коэффициента, с помощью которых удастся скомпенсировать различие в профилях легирования активных областей приборов. Шумовые параметры связаны следующим образом:

$$F_{\min} = 1 + k_1 f_T C_{3-\text{и}} \sqrt{R_3 + \frac{R_{\text{и}}}{g_m}}, \quad k_1 = 0,016,$$

$$R_{\text{ш}} = \frac{k_2}{g_m}, \quad k_2 = 0,8,$$

$$R_{\text{опт}} = k_3 \left[\frac{1}{4g_m} + R_3 + R_{\text{и}} \right], \quad k_3 = 2,2,$$

$$X_{\text{опт}} = \frac{k_4}{f_T} C_{3-\text{и}}, \quad k_4 = 0,16,$$

$$F = F_{\min} + \left(\frac{R_{\text{ш}}}{R_{\text{и}}} \right) \left[(R_{\text{и}} - R_{\text{опт}})^2 + \frac{X_{\text{и}} - X_{\text{опт}}}{R_{\text{опт}}^2 + X_{\text{опт}}^2} \right].$$

При моделировании работы пассивных элементов схемы следует не только учитывать геометрические размеры элементов, но и составлять соответствующую эквивалентную схему. Для расчета передающих микрополосковых линий необходимыми параметрами могут быть либо характеристический импеданс и эффективная диэлектрическая проницаемость, либо свойства материала подложки, а также эффективные длина и ширина линии. Для того чтобы полностью характеризовать индуктивные элементы с сосредоточенными параметрами, надо учитывать их геометрические параметры (число витков, ширину линии

и т. д.), паразитные емкости (последовательную и параллельную составляющие) и добротность Q или величину потерь.

Весьма трудной задачей является моделирование конденсаторов со встречно-штыревой структурой, обладающих достаточно большой паразитной емкостью между электродами конденсатора и земляной шиной. Однако достоинство конденсаторов этого типа заключается в том, что они могут быть изготовлены при использовании одного уровня металлизации.

Конденсаторы, изготовленные на основе металл – диэлектрик – металл, более компактные, что и определяет значительно меньшие для них величины паразитных емкостей. Для изготовления конденсаторов такого типа необходимы два уровня металлизации.

Резисторы могут быть выполнены с использованием процесса ионной имплантации в общем технологическом цикле изготовления кристалла. Величины сопротивлений определяются поверхностным сопротивлением ионно-легированных слоев. На паразитные параметры резисторов оказывают влияние размер и соотношение длины и ширины резисторов, которые определяются сопротивлением резистора и максимально допустимым током через него. Тонкопленочные резисторы изготавливаются методом распыления тугоплавких или композиционных материалов. Такие резисторы меньше зависят от температуры.

Передающие линии, выполненные на арсениде галлия, имеют несколько большие потери, чем аналогичные линии, реализованные на подложке из окиси алюминия. Расчеты показывают, что для микрополосковой линии с волновым сопротивлением 50 Ом потери, приведенные к единице длины волны сигнала, практически не зависят от частоты. Так как длина передающих линий в схемах примерно обратно пропорциональна рабочей частоте, существенного роста потерь при переходе к более высоким частотам в твердотельных схемах не происходит. Импеданс передающих линий находится обычно в пределах 30...100 Ом. Длина волны сигнала в твердотельных схемах СВЧ на арсениде галлия примерно втрое меньше длины волны той же частоты в вакууме. Изготовить микрополосковые линии на таких схемах с импедансом, превышающим 100 Ом, весьма сложно, так как ширина передающих линий должна быть очень малой, а сам импеданс при этом начинает зависеть от толщины металлической пленки. По этой причине наиболее удобны для практической реализации линии с импедансом 30...100 Ом.

Индуктивные элементы конструктивно могут быть трех типов (рис. 8.9):

а – элемент состоит из передающей линии с высоким импедансом, включенным между двумя передающими линиями с низким импедансом. В соответствующем диапазоне частот такой элемент имеет свойства распределенной индуктивности, и при ее проектировании может использоваться модель, применяемая при разработке распределенной передающей линии с разрывами на концах, шунтированной паразитной емкостью;

б – индуктивная петля по свойствам существенно не отличается от первого типа, так как оба элемента имеют слабую магнитную связь между различными участками. Работа индуктивной петли также может быть описана на основе модели распределенной линии с разрывами на концах;

в – спиралевидные индуктивные элементы могут за счет сильной индуктивной связи между различными участками иметь достаточно большую величину индуктивности при незначительной занимаемой площади. Однако из-за существования в таких элементах большого числа последовательных и параллельных паразитных емкостей, приводящих к появлению резонансных частот, моделирование их работы является сложной задачей. Спиралевидные элементы успешно применяются в интегральных схемах, работающих на относительно низких частотах. В настоящее время по мере совершенствования моделей, позволяющих повысить точность проектирования, область их применения расширяется.

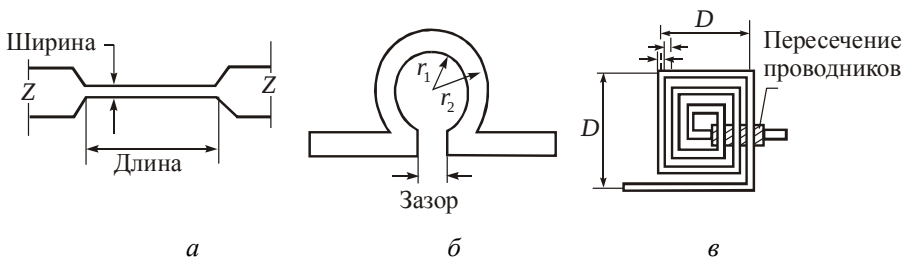


Рис. 8.9. Типы индуктивных элементов

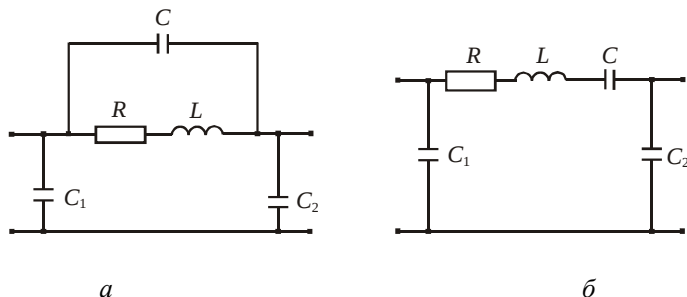


Рис. 8.10. Эквивалентные схемы спиралевидной индуктивности (*a*) и МДМ-конденсатора (*б*)

Примеры эквивалентных схем спиралевидной индуктивности (*a*) и МДМ-конденсатора (*б*) показаны на рис. 8.10. Для каждого элемента необходимо составление эквивалентной схемы, только тогда можно добиться совпадения расчета с экспериментом, причем максимально должны быть учтены и паразитные индуктивности и емкости, включенные параллельно и последовательно с интересующим элементом.

Таким образом, при разработке интегральной схемы приходится иметь дело не с идеальными элементами интегральной схемы, а с эквивалентными схемами реальных элементов, но построенными из соответствующих «идеальных» компонентов.

Способы согласования импедансов. При разработке твердотельных интегральных схем СВЧ-диапазона способы согласования импедансов можно разбить на три группы: согласование с помощью активных элементов, с помощью обратной связи и с использованием пассивных элементов. Использование конкретного способа согласования предопределяет структуру схемы, размер кристалла и параметры готового прибора. Согласование каскадов в СВЧ-схеме с помощью активных элементов позволяет обеспечить согласование в широком диапазоне частот при незначительных размерах площади, занимаемой схемой на кристалле. Однако для реализации такой группы способов согласования необходимо изготовление на кристалле специальных полевых транзисторов с определенной шириной затвора, необходимой для получения заданной крутизны. Кроме того, достаточно тяжело обеспечить выполнение условий согласования для произвольных значений коэффициентов отражения сигнала на входе и выходе.

Группа способов, в которых используется обратная связь, позволяет получить широкий диапазон рабочих частот схемы при низком уровне шума, но требует применения активных элементов с высокой крутизной, занимающих на кристалле слишком большие площади.

Согласование при помощи пассивных элементов допускает наибольшую гибкость в выборе топологии схемы и размеров полевых транзисторов, но при этом необходимо значительное увеличение площади под размещение согласующих элементов.

При данных способах согласования удается обеспечить оптимальное соотношение между коэффициентом усиления и диапазоном рабочих частот схемы. При активном способе согласования входных цепей схемы используют включение активных элементов по схеме с общим затвором. Входной импеданс таких схем на низких частотах равен величине, обратной крутизне активного элемента. Выходной импеданс схем с общим затвором очень большой и в значительной степени зависит от величины нагрузки. При соответствующем выборе параметров нагрузки каскада на полевом транзисторе с общим затвором может быть легко реализована схема генератора. Для активного согласования выходных цепей каскада на полевых транзисторах с общим затвором используют каскады с общим стоком или истоком. В этом случае выходной импеданс схемы в широком диапазоне частот равен обратной крутизне полевого транзистора. Так как работа схемы на полевых транзисторах с общим стоком зависит от импеданса входной цепи, на ее основе также можно построить генератор.

Таким образом, схемы на полевых транзисторах с общим затвором и общим стоком могут быть применены для реализации активного согласования цепей в широком диапазоне частот, но необходимо учитывать, что такие схемы могут самовозбуждаться.

Хорошие результаты согласования входных и выходных цепей и управления коэффициентом усиления по напряжению усилителей на полевых транзисторах достигаются применением обратной связи. На частотах, значительно меньших граничной частоты f_t передачи тока в транзисторе, неплохие результаты удастся получить, используя обратную связь через сопротивления. На более высоких частотах для компенсации влияния паразитных элементов полевого транзистора в цепи обратной связи кроме резисторов включаются и реактивные подстроенные элементы.

Использование согласования импедансов с помощью пассивных элементов в интегральных схемах основывается на опыте, накопленном при разработке схем СВЧ на дискретных элементах. Применение пассивных элементов является наиболее универсальным способом согласования импедансов по отношению к любому типу интегральных схем СВЧ. Однако его реализация связана с увеличением площади кристалла интегральной схемы, особенно при использовании пассивных элементов с распределенными параметрами. По согласованию импедансов пассивными элементами имеется обширная литература.

Сравнение рассмотренных способов согласования импедансов выявляет их относительные преимущества и недостатки по таким важным характеристикам, как величина занимаемой площади на кристалле, чувствительность к изменению параметров, гибкость процесса проектирования и т.д. Использование активных схем согласования позволяет осуществить изготовление маломощных, широкополосных интегральных схем, имеющих очень малую площадь кристалла. Однако эти схемы не обладают высокой стабильностью работы и накладывают ограничения на мощность усилителей. Использование обратных связей целесообразно в тех случаях, когда требуется высокая стабильность характеристик схемы при изменении параметров элементов, а к ширине полосы усиливаемых частот и шумовым характеристикам предъявляются умеренные требования. Обратная связь накладывает ограничения, заключенные в требованиях высокой крутизны активных элементов, что приводит к росту потребляемой мощности. Согласование пассивными элементами осуществляется только с сосредоточенными параметрами с целью экономии площади, позволяет обеспечить оптимальное соотношение частот, скомпенсировать падение усиления с ростом частоты возможными изменениями напряжения смещения. Однако пассивные элементы схемы согласования занимают наибольшую по сравнению с другими типами схем площадь кристаллов, а согласование при использовании этих схем может нарушаться даже при незначительных изменениях параметров элементов.

Общие принципы проектирования твердотельных интегральных схем СВЧ. При создании интегральных схем приходится решать такие вопросы, как выбор толщины подложки и ширины передающей линии, способа заземления и подвода напряжения питания, определение размеров активных элементов и максимального размера кристалла и т.д. Многие из этих вопросов имеют прямое отношение к технологии

производства кристаллов и поэтому не могут однозначно решаться проектировщиком схемы без участия технологов, а это в свою очередь предопределяет или ограничивает выбор схемотехнических решений, возможных для реализации необходимой интегральной схемы.

Одним из важнейших вопросов, решение которого требуется на начальном этапе проектирования интегральной схемы, является выбор толщины пластины полупроводникового материала, от которой зависит и толщина подложки для микрополосковых передающих линий. Однако этот выбор может быть сделан только на основе компромиссного решения, учитывающего несколько важных и противоречивых факторов.

Импеданс микрополосковых передающих линий зависит от отношения ширины линии к толщине подложки. При использовании тонких подложек проектировщик ограничен в возможных пределах выбора импедансов передающих линий и сталкивается с необходимостью использования очень узких линий для получения высокого значения импеданса. Например, ширина передающей линии, имеющей импеданс 100 Ом, реализованной на подложке из арсенида галлия толщиной 125 мкм, должна составлять 10 мкм. Потери в передающих линиях, изготовленных на подложках из высокоомного арсенида галлия, определяются главным образом резистивными потерями в металлических линиях. Эти потери возрастают примерно обратно пропорционально ширине линии. Таким образом, использование подложек меньшей толщины при соответствующем уменьшении ширины передающих линий приводит к росту потерь в линиях, а значит, и к ухудшению шумовых характеристик схем.

Проблемы отвода тепла, выделяемого при работе активных приборов, приводят к необходимости уменьшения толщины подложки до минимально возможной величины. Уже в настоящее время при изготовлении дискретных полевых транзисторов средней мощности применяют подложку толщиной не более 50 мкм. Следовательно, проблемы отвода тепла и уменьшений потерь сигнала в схеме находятся в явном противоречии. Некоторое улучшение теплоотвода может быть достигнуто за счет увеличения площади, занимаемой активными приборами на кристалле, однако это резко снижает процент выхода годных кристаллов за счет увеличения поражаемой поверхности.

Существенное ограничение толщины подложки связано с необходимостью уменьшения размеров кристалла интегральной схемы. Одно

из важнейших правил, используемых при проектировании интегральных схем СВЧ-диапазона с микрополосковыми линиями, определяет, что для уменьшения паразитных связей расстояние между элементами схемы должно в два-три раза превышать толщину подложки. В действительности этим правилом нередко пренебрегают, но тем не менее стремятся не располагать элементы друг от друга на расстоянии меньшем, чем одна-две величины толщины подложки. Таким образом, толщина подложки определяет в значительной степени размеры кристалла интегральной схемы, и его дальнейшее уменьшение требует применения более тонких подложек.

На выбор толщины подложки также влияет необходимость уменьшения индуктивности соединений элементов схемы с земляной шиной, выполняемых через окна в подложке, расположенные по периметру кристалла. Для формирования этих окон можно использовать несколько технологических приемов; их выбор определяет максимальную величину толщины подложки. Кроме того, для больших многофункциональных интегральных схем, у которых размеры сторон кристаллов нередко достигают нескольких миллиметров, определенная проблема заключается в хрупкости, которая проявляется особенно сильно при уменьшении толщины подложки. Это вызывает необходимость совершенствования процессов монтажа кристаллов в корпус.

Из сказанного следует, что при расчете теплового режима и электрических характеристик элементов интегральных схем СВЧ-диапазона требуется принятие ряда компромиссных решений при определении некоторых исходных параметров и прежде всего толщины подложки. В настоящее время при проектировании и изготовлении интегральных схем общепринятым стало использование подложек толщиной от 100 до 150 мкм [15].

ГЛАВА 9

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЧ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ И ИХ ОСНОВНЫЕ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ

9.1. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЧ-МИКРОСХЕМ НА КРЕМНИИ

Технологические процессы, используемые для создания твердотельных схем СВЧ на кремнии, аналогичны процессам, рассмотренным в разделе «Основы технологии СВЧ-транзисторов на кремнии».

Изопланарная технология широко применяется для изготовления СВЧ твердотельных схем начального СВЧ-диапазона, причем в данных схемах применяются только активные элементы и резисторы, т.е. схемотехника полностью основана на непосредственных связях, исключающих применение конденсаторов и индуктивностей.

Изопланарная технология на кремнии во всех ее модификациях широко освещена в литературе. К ее недостаткам можно отнести большое количество фотолитографий, а также высокотемпературные отжиги, негативно влияющие на конечный процент выхода годных кристаллов с пластин.

В настоящее время начинают широко распространяться технологии, в которых резко уменьшается количество фотолитографий, а также применяются электронно-лучевые методы нанесения рисунка прямо на кристалл. Создаются новые фоторезисты с большей разрешающей способностью, их освещение уходит в ультрафиолетовую область спектра, применяются сухие методы обработки, травления как пластин, так и слоев. Основные технологические процессы одной из современных технологий на кремнии, так называемой «сверхсамосовмещенной» или ССТ, показаны на рис. 9.1.

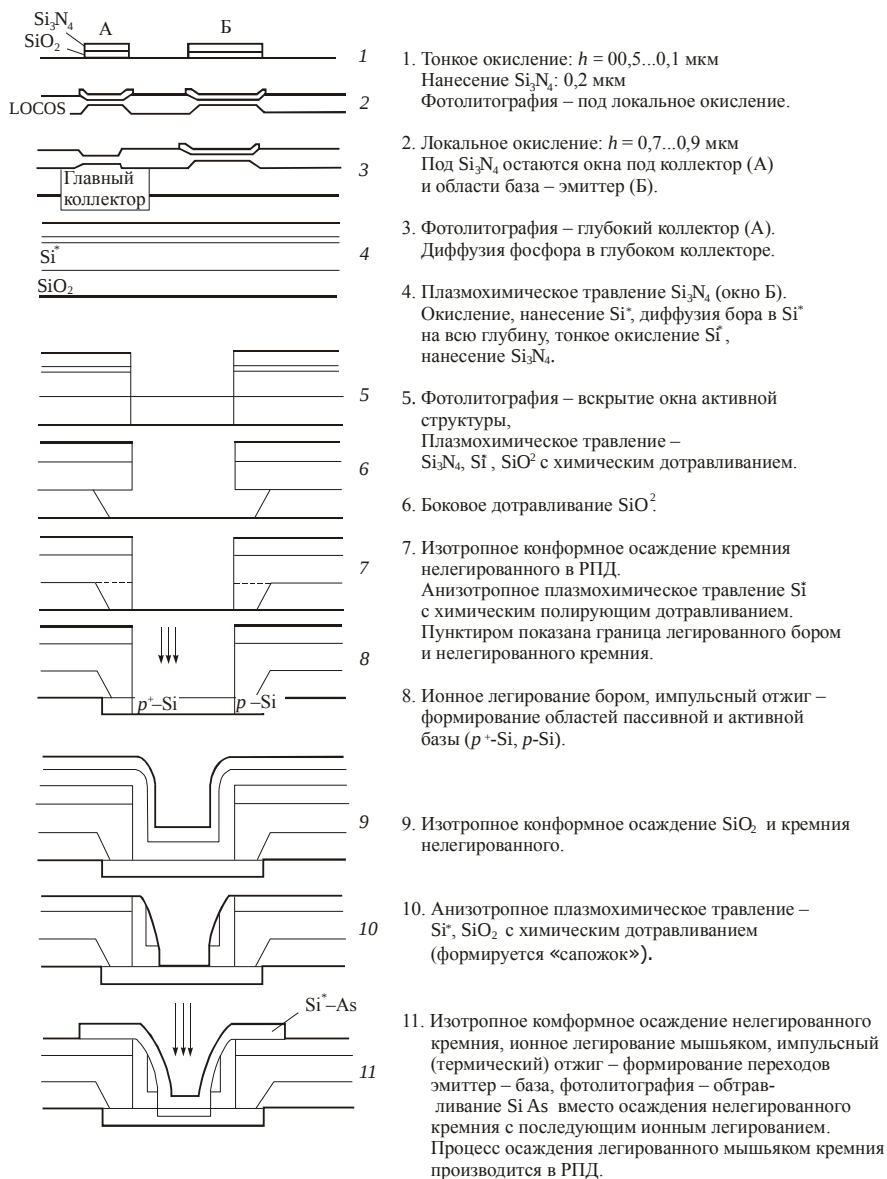


Рис. 9.1. Основной технологический маршрут микросхем СВЧ на кремнии (РПД – реактор пониженного давления)

9.2. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ СВЧ НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Широкое распространение получила технология изготовления интегральных схем СВЧ на арсениде галлия.

Общая технологическая цепь выглядит так:

- выбор типа исходного материала;
- легирование его с использованием ионной имплантации или методов эпитаксиального роста пленок;
- осуществление электронно-лучевой или оптической литографии для формирования необходимого рисунка;
- осаждение металлических и диэлектрических пленок для создания элементов схемы;
- разрезание пластин на отдельные кристаллы;
- монтаж кристаллов в корпус;
- тестирование схемы.

Процесс изготовления интегральной схемы СВЧ-диапазона на арсениде галлия начинается с подготовки подложки из полуизолирующего GaAs. Для этого прежде всего проверяют, удовлетворяет ли исходный материал тем требованиям, выполнение которых необходимо для реализации процессов конкретного технологического цикла. Полуизолирующий арсенид галлия получают либо с помощью легирования хромом, либо выращивая заготовки с исключительно низким содержанием любых примесей. В последние годы предпочтение отдается нелегированному арсениду галлия, так как в нем концентрация остаточных примесей ниже, чем в легированном хромом.

Подбирают исходный слиток GaAs. Если при формировании активного слоя будущих структур предполагается использовать процесс ионной имплантации, то процесс отбора слитка может заключаться в проведении высокотемпературной обработки в условиях, близких к тем, которые используются при отжиге ионно-легированных слоев. Проверяют, не изменились ли удельное сопротивление и тип проводимости материала. Если материал удовлетворяет требованиям, слиток разделяют на отдельные пластины, которые затем полируют, обращая особое внимание на плоскостность и параллельность обеих сторон.

Требования, предъявляемые последующими процессами, прежде всего литографии, диктуют необходимость полировки пластин до достижения очень высокого качества поверхности. С целью увеличения процента выхода годных схем и уменьшения разброса параметров готовых изделий для введения легирующей примеси предпочтительно использование процесса ионной имплантации. Данный процесс в технологическом цикле выполняется несколько раз и при формировании активного n^+ -слоя, а также для изготовления резисторов.

На рис. 9.2 приведена технологическая схема изготовления твердотельного СВЧ-устройства, в разрезе дана структура интегральной схемы СВЧ на различных этапах технологического цикла. На начальном этапе производится ионное легирование активных областей приборов через окна, открытые в маске из фоторезиста.

Аналогично создаются n^+ -слой и резисторы. После ионной имплантации пластину закрывают пассивирующим покрытием из нитрида кремния и производят термический отжиг в атмосфере водорода для электрической активации внедренной примеси и ликвидации образовавшихся радиационных дефектов. Затем с поверхности пластины удаляют пассивирующее покрытие и проводят процессы литографии для подготовки к формированию омических контактов. Металлизация омических контактов осуществляется с использованием процесса взрывной литографии. При этом происходит адгезия металлической пленки к арсениду галлия в окнах фоторезиста, а вся оставшаяся часть пленки удаляется при стравливании фоторезиста.

Существует несколько систем металлов, пригодных для изготовления омических контактов. Лучшей на сегодня считается система, состоящая из эвтектического сплава германия с золотом и тонкого подслоя никеля, обладающего свойством быстро (менее чем за 30 с) сплавляться с арсенидом галлия при температуре 450 °С. Общая толщина металлической пленки омического контакта составляет 100 нм. Такая пленка получается испарением металлов в вакууме или распылением необходимых веществ.

Следующим этапом после создания омических контактов в технологическом цикле изготовления интегральных схем являются нанесение рисунка и осаждение металлической пленки для формирования затворов Шоттки ПТ и металлизации первого уровня, осуществляемых нередко в одном технологическом процессе. Однако при таком совмещенном процессе любое изменение схемы, затрагивающее рисунок

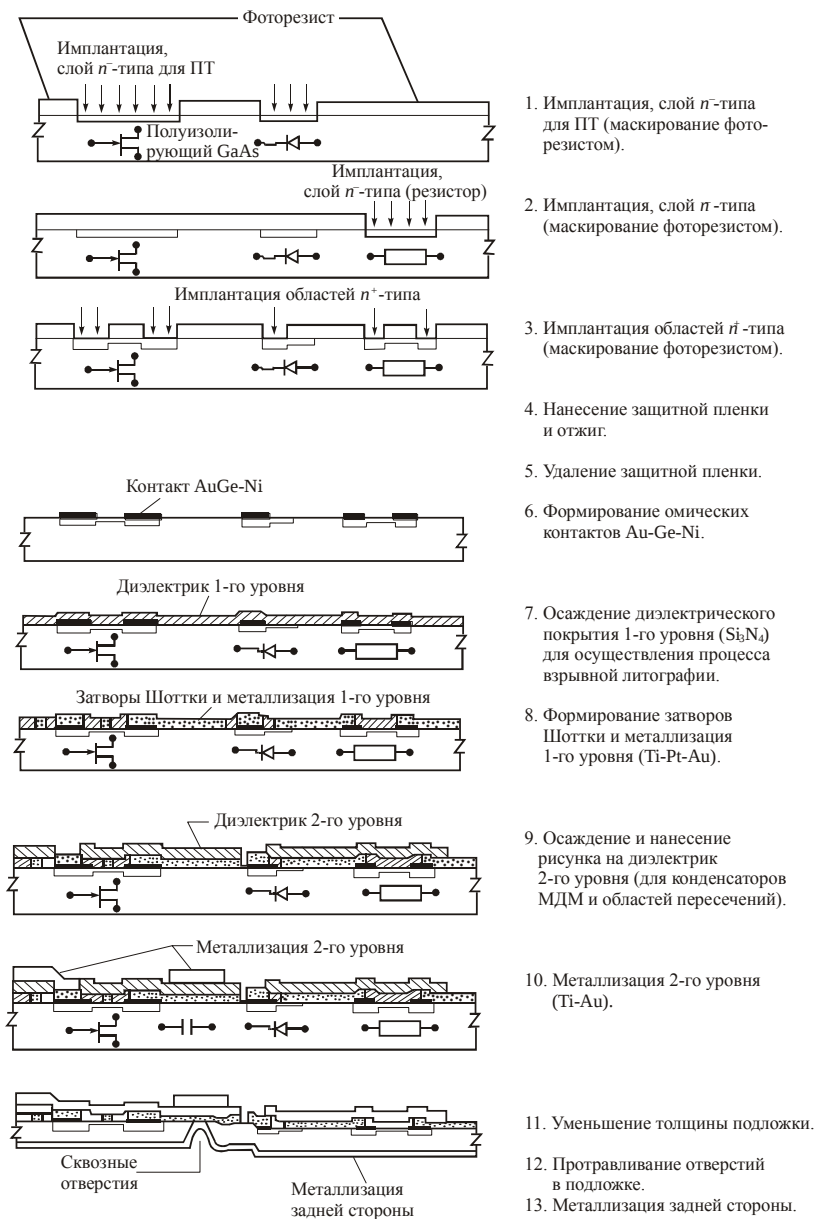


Рис. 9.2. Основной технологический маршрут изготовления микросхем СВЧ на арсениде галлия

металлизации первого уровня, автоматически приводит к необходимости изготовления нового фотошаблона для затворов полевого транзистора, являющегося одним из самых сложных и дорогих во всем наборе фотошаблонов для изготовления интегральных схем.

Таким образом, более предпочтительно использование отдельных фотошаблонов для создания металлизации первого уровня и изготовления затворов ПТ. Также и при изготовлении омических контактов, при создании металлизации первого уровня и затворов ПТ применяют метод взрывной литографии. Но поскольку толщина металлических пленок на затворе велика, применяют усложненный вариант метода – с предварительным нанесением подслоя диэлектрического покрытия для облегчения удаления ненужных участков металлических пленок и повышения качества их кромок. В качестве диэлектрического покрытия обычно используют нитрид кремния. При этом через окна в фоторезисте стравливают открытые участки диэлектрической пленки и, не удаляя остатков фоторезиста, осаждают металлическую пленку. Наличие диэлектрической пленки позволяет удалять достаточно толстые металлические покрытия и облегчает появление разрывов в них у краев металлического рисунка, возникающих из-за подтравливания нитрида кремния. После осаждения металлической пленки удаляют оставшийся фоторезист, а вместе с ним и ненужные участки пленки и затем стравливают диэлектрический слой.

После изготовления затворов ПТ и металлизации первого уровня наносят диэлектрический слой второго уровня, который будет использоваться при формировании конденсаторов МДМ и участков пересечения металлизации первого и второго уровней. При этом прибегают к процессу химического осаждения из паровой фазы, активированной плазмой. Толщина и диэлектрическая проницаемость этого слоя должны выдерживаться с большой точностью, так как они определяют величины емкостей в интегральной схеме. Рисунок на диэлектрическом слое формируется фотолитографией. Диэлектрик удаляют в тех местах, где необходимо наличие соединений между металлизацией первого и второго уровней, и там, где его оставлять нежелательно.

Металлизацию второго уровня используют для изготовления передающих линий, индуктивных элементов, верхних обкладок конденсаторов и других СВЧ-элементов схемы. С целью уменьшения потерь сигналов толщину металлической пленки второго уровня увеличивают

при помощи электроосаждения. Для этого необходима проводящая поверхность, к которой возможен электрический контакт. В качестве такой поверхности используют напыленную на поверхность всей пластины пленку германий–золото. Эту пленку напыляют до нанесения слоя фоторезиста и формирования рисунка металлизации второго уровня. Затем наносят слой фоторезиста, осуществляют процесс фотолитографии и в участках, свободных от фоторезиста, за счет электроосаждения увеличивают толщину пленки металлизации второго уровня до 2...3 мкм. Оставшийся фоторезист удаляют и стравливают открытые участки тонкого металлического покрытия. Формирование металлизации второго уровня завершает процесс обработки лицевой стороны пластины.

После выполнения процессов на лицевой стороне обратную сторону пластины шлифуют до достижения необходимой толщины. Для предотвращения разрушения пластины или повреждения элементов схем, изготовленных с ее лицевой стороны, необходима исключительная аккуратность при проведении шлифовки. Кроме того, следует очень точно контролировать толщину пластины, ее параллельность, так как эти характеристики определяют импеданс передающих линий и разброс его величин для разных схем. После уменьшения толщины пластины для формирования контактов к структурам по земле, расположенным на лицевой стороне, с помощью жидкостных или сухих (плазменных) химических процессов в ней протравливают сквозные отверстия. Затем на обратную сторону наносят металлическую пленку. Так как пластина арсенида галлия – это изолятор, осаждение металла инициируют подбором соответствующего раствора (например, раствора палладия), что создает условия для электроосаждения металлической пленки требуемой толщины. Металлизация задней стороны завершает технологический цикл обработки пластин.

Следующим этапом является тестирование пластин по статическим параметрам и разделение их на отдельные кристаллы. Для этого пластину распиливают или скрайбируют и разламывают по заранее подготовленным дорожкам как на лицевой, так и на обратной стороне. Годные кристаллы промывают в растворителе, контролируют отсутствие в них механических дефектов и помещают в специальные контейнеры.

Процессы фотолитографии. Число фотошаблонов находится обычно в пределах 7...11. Процессы фотолитографии выполняются в такой последовательности:

- 1) исходная привязка к подложке;
- 2) имплантация для формирования активного слоя;
- 3) имплантация для формирования резисторов (или изготовление тонкопленочных резисторов);
- 4) имплантация для формирования областей n^+ -типа;
- 5) формирование омических контактов;
- 6) металлизация затворов;
- 7) металлизация первого уровня;
- 8) формирование диэлектрических областей;
- 9) металлизация второго уровня;
- 10) формирование пересечений с воздушным зазором;
- 11) формирование сквозных отверстий в подложке.

Необходима высокая точность установки шаблона относительно подложки, так как она в значительной степени определяет величину выхода годных и достижение необходимых параметров схемы. Уровень требований к процессу фотолитографии определяется характерными размерами элементов, заданными из условий достижения необходимых характеристик схемы. Типичными размерами активных элементов, используемых при изготовлении малошумящих усилителей средней мощности, работоспособных на частотах до 20 ГГц, являются длина затвора, которая не должна превышать 0,5 мкм, и длина канала транзистора, составляющая не более 3 мкм. Исходя из этих требований разрешающая способность процесса фотолитографии должна быть не хуже 0,5 мкм, а точность установки фотошаблона на подложке – 0,1 мкм. Такая точность может быть обеспечена литографией с микрозазором с засветкой фоторезиста излучением с длиной волны, находящейся в диапазоне глубокого ультрафиолета, или электронно-лучевой литографией.

Для изготовления высококачественных приборов необходимо обеспечить тщательный контроль и управление рядом таких технологических параметров, как омические контакты, профили концентрации легирующих примесей, поверхностные сопротивления слоев, сопротивления изоляции, металлизации и т.п. Для этого в комплекс шаблонов впечатывается тестовая структура с топологией элементов, одинаковых с рабочими элементами схемы. По этой тестовой структуре идет набор статистического материала по технологическим параметрам и через них – управление техпроцессом.

Процент выхода годных изделий. Факторы, влияющие на процент выхода годных интегральных схем СВЧ, можно разделить на две группы в зависимости от того, ухудшают они параметры или вызывают полную неработоспособность готовых изделий.

К наиболее распространенным отказам в интегральных схемах на арсениде галлия относятся пробой конденсаторов МДМ и полевых транзисторов. Пробой, как правило, происходит из-за микродефектов, полученных в процессе технологического изготовления от посторонних частиц, раковин, царапин и т.п. Факторы, ограничивающие выход годных конденсаторов, связаны еще и с отклонением от заданных величин значений толщины и коэффициентов диэлектрической проницаемости диэлектрических пленок, используемых в конденсаторах, а также с образованием замыканий между металлизациями первого и второго уровней.

Замыкания возникают прежде всего по периферии областей наложения металлизации двух уровней и связаны с наличием острых кромок на краях металлических пленок, образующихся в процессе травления по методу взрывной литографии. Применение обычного травления при формировании рисунка металлизации первого уровня позволяет сформировать гладкие кромки металлических пленок и, следовательно, достичь высокой однородности толщины диэлектрического покрытия, хотя это и связано с трудностями удаления лишнего металла после фотолитографии.

Дополнительно для повышения процента выхода годных конденсаторов МДМ, емкость которых укладывается в пределах допуска, необходимо осуществлять тщательный контроль толщины и диэлектрической проницаемости пленки диэлектрика. Контроль толщины данной пленки диэлектрика из нитрида кремния может осуществляться путем контроля процесса осаждения, а диэлектрической проницаемости – за счет содержания существующего стехиометрического состава газовой смеси, используемой при осаждении. При тщательном контроле перечисленных выше параметров удается получить отклонения емкости от своего значения в пределах $\pm 3,5\%$.

Выход годных полевых транзисторов в интегральных схемах на арсениде галлия зависит от общей длины периферийной области прибора на кристалле, т.е. размера кристалла. Наиболее типичными видами неисправностей полевых транзисторов является обрыв или замыкание цепей затвора. Главной причиной отказов полевых транзисторов, связан-

ных с пробоем соответствующих переходов их структур, являются дефекты, возникающие при проведении фотолитографии. Вероятность возникновения таких дефектов повышается по мере увеличения суммарной длины периферийных областей периферийных транзисторов и уменьшения расстояния между их затвором и истоком. Для полевых транзисторов на арсениде галлия, имеющих длину канала 3,8...4,8 мкм и длину периферийных областей от 0,2 до 0,1 мм, процент выхода работоспособных приборов может достигать до 80 %. Это делает экономически оправданным изготовление многоэлементных интегральных схем. Улучшение параметров полевых транзисторов, входящих в состав интегральных схем СВЧ, осуществлено за счет выполнения при их производстве ряда технологических приемов, используемых при изготовлении дискретных полевых транзисторов на арсениде галлия. Уменьшение величин паразитных сопротивлений в структуре полевых транзисторов достигается за счет создания под омическими контактами сильнолегированных областей n^+ -типа, а также благодаря формированию сильнолегированного n^+ -слоя в поверхностных областях между истоком и стоком. При формировании такого сильнолегированного поверхностного слоя для уменьшения паразитного сопротивления канала осуществляют заглубление затвора. Для легирования поверхностных областей применяют ионное легирование. Следует отметить, что применение заглубленного затвора приводит к увеличению разброса напряжения отсечки и тока насыщения полевых транзисторов из-за увеличения разброса значений толщины канала, находящегося под затвором.

Для уменьшения величины паразитного сопротивления в цепи затвора, влияние которого становится особенно существенным в транзисторах с субмикронными затворами, используют специальные конструкции затворов, поперечное сечение которых имеет Т-образную форму. В таких структурах область затвора, находящаяся в непосредственном контакте с поверхностью арсенида галлия, имеет субмикронную длину, однако относительно большая площадь поперечного сечения затвора позволяет существенно уменьшить величину последовательного паразитного сопротивления в его цепи.

Примеры изготовления различных интегральных схем СВЧ на арсениде галлия. Быстрое развитие технологии изготовления интегральных схем СВЧ на арсениде галлия приводит к тому, что области их применения расширяются. Наиболее простое и вместе с тем весьма полезное твердотельное устройство СВЧ на арсениде галлия – это

одно- или двухкаскадный усилитель. Усилители охвачены цепями резистивной обратной связи и имеют полосу пропускания от 100 МГц до 2 ГГц. Примером такого типа усилителей может служить усилитель фирмы «Avantec» США, имеющий коэффициент усиления 10 дБ и уровень шума 2 дБ. Площадь такой интегральной схемы составляет $1,5 \text{ мм}^2$, суммарная длина периферийных областей полевого транзистора, входящего в схему, равна 1,2 мм, а величина резистора обратной связи равна 375 Ом.

Отечественный усилитель этого класса разработан на Новосибирском электровакуумном заводе, имеет полосу пропускания от 2 до 12 ГГц, выходную мощность 250 МВт и коэффициент усиления 4 дБ. Это более мощный усилитель, его площадь $2,5 \text{ мм}^2$ [15].

Из зарубежных источников известно о разработке усилителя с цепями питания каскадов, сформированными непосредственно на кристалле интегральной схемы, который предназначен для работы в сантиметровом диапазоне. Размеры кристалла, на котором изготовлен этот усилитель, $5,75 \times 1,63 \text{ мм}$ при толщине подложки 150 мкм. Для осуществления согласования входных и выходных цепей всей схемы и отдельных каскадов использованы высокоимпедансные передающие линии в параллельном и последовательном включении. Для улучшения стабильности работы усилителя использовались развязки по цепям питания для каждого каскада, состоящие из спиральных индуктивных элементов с одним витком и конденсаторов МДМ сравнительно большой емкости. У такого усилителя выходная мощность составила 800 МВт при коэффициенте усиления 27 дБ в полосе частот от 9,2 до 10,5 ГГц и спаде амплитудно-частотной характеристики на краях рабочего диапазона частот на 1 дБ. Благодаря использованию интегральных цепей питания каскадов общее количество соединений кристалла со всеми внешними цепями равно четырем. Усилители такого типа из-за своих малых размеров, массы и стоимости находят применение в фазированных антенных решетках для радиолокаторов.

На основе технологии изготовления интегральных схем СВЧ на арсениде галлия были разработаны и изготовлены не только усилители, но и ряд других имеющих широкую область практического применения функциональных схем. Некоторые из них, например переключающие схемы и схемы генераторов сигналов СВЧ, нередко являются необходимым дополнением к схемам усилителей. Иногда разработка таких схем в интегральном исполнении оказывается значительно более

сложной, чем разработка линейных усилителей, из-за собственной существенной нелинейности схем, например смесителей и генераторов.

Примерами нелинейных схем интегральных схем СВЧ являются схемы мощных переключателей прием-передача и четырехразрядных фазовращателей, разработанных для создания радаров с многоэлементными антенными фазированными решетками. К ним также относятся схемы сдвига фазы на 90° , построенные по принципу фильтров Ланге на элементах со встречно-штыревой структурой, генераторы, управляемые напряжением, балансные смесители.

Продолжающиеся усилия по разработке новых подходов к созданию интегральных схем СВЧ направлены на создание на одном кристалле интегральных функциональных блоков, например блоков, содержащих входные и выходные усилители, многоразрядные фазовращатели и ключевые схемы переключения режима прием-передача сигналов.

9.3. ОСНОВНЫЕ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ СВЧ

В отношении практического использования интегральные схемы СВЧ можно разделить на два широких класса: приборы общего (промышленного) применения и приборы специального назначения. В действительности фактическое различие между схемами двух групп может оказаться и не слишком значительным, так как функциональное назначение схем нередко совпадает. Рассмотрим те области применения, в которых интегральные схемы СВЧ как на кремнии, так и на арсениде галлия оказываются наиболее конкурентоспособными по отношению к традиционным типам СВЧ-приборов. Такими применениями являются главным образом те, при которых требуется организация достаточно больших объемов производства схем.

Одной из основных областей применения твердотельных интегральных схем СВЧ является создание систем фазированных антенных решеток. Работа таких систем основывается на использовании для формирования необходимой диаграммы направленности передающей антенны, набора элементов, излучающих электромагнитные колебания с определенным сдвигом фазы друг к другу. Антенны такого типа могут использоваться как в системах связи, так и в быстродействующих

сканирующих радарных системах. В состав систем радиосвязи на основе интегральных схем СВЧ может быть включен ряд функциональных блоков для достижения прежде всего наименьшей массы с учетом стоимости системы. Для тех целей, когда необходимо значительное число недорогих и компактных блоков, целесообразно разрабатывать передатчики, входные каскады приемников, модуляторы и демодуляторы с использованием интегральных схем СВЧ.

Для специальных целей интегральные схемы СВЧ могут быть использованы при создании средств электронного подавления соответствующих систем, а также в электронном оборудовании летательных аппаратов и в различных взрывателях. Конкретная возможность применения интегральных схем СВЧ-диапазона в этих областях определяется из соображений стоимости приборов, их рабочих характеристик, а также их практической реализации при существующем уровне развития технологии.

Стремление к использованию твердотельных схем СВЧ в специальных сферах связано с некоторыми уникальными свойствами, отсутствующими у традиционных устройств аналогичного класса. К таким свойствам относятся не только хорошие параметры, но и их низкая стоимость при больших объемах производства, высокие показатели надежности и радиационной стойкости. Небольшая масса, низкая стоимость при значительных объемах производства, малые размеры делают исключительно перспективным использование интегральных схем СВЧ для создания антенных систем с фазированными элементами. Применение таких антенных систем существенно улучшает характеристики средств радиосвязи и радаров. Основой этих систем является набор активных модулей, осуществляющих формирование диаграммы направленности антенны и изменение направления распространения излучаемых ею радиоволн. Наличие большого числа излучающих модулей средней и малой мощности позволяет не только получать значительную общую излучаемую мощность антенны, но и создавать условия для эффективного использования энергии, запасенной в электромагнитном поле за счет формирования оптимальной диаграммы направленности. Возможно формирование таких диаграмм направленности, при которых существует одно или несколько выделенных направлений распространения радиоволн, тогда как по другим направлениям излучение будет подавлено. Широкому применению многоэлементных систем препятствовало отсутствие технологии

изготовления недорогих элементов и в большом количестве. Технология изготовления твердотельных СВЧ-схем решает эту проблему.

В многоэлементных антеннах формирование диаграммы направленности и изменение направления распространения радиоволн осуществляют за счет соответствующего выбора фазы и амплитуды сигнала, возбуждаемого каждым из активных модулей. Схема модуля должна содержать четырехразрядный фазовращатель двойного типа, малошумящий и мощный регулируемый усилитель, ключевые схемы переключения из режима приема на передачу сигнала и логический узел, управляющий работой всех модулей и компонентов системы. Так как расстояние между отдельными модулями в антенне мало и составляет приблизительно половину длины волны рабочей частоты станции, общее число модулей в антенне может быть весьма велико (1000...10 000 и более).

Структурная схема модуля антенной фазированной решетки показана на рис. 9.3.

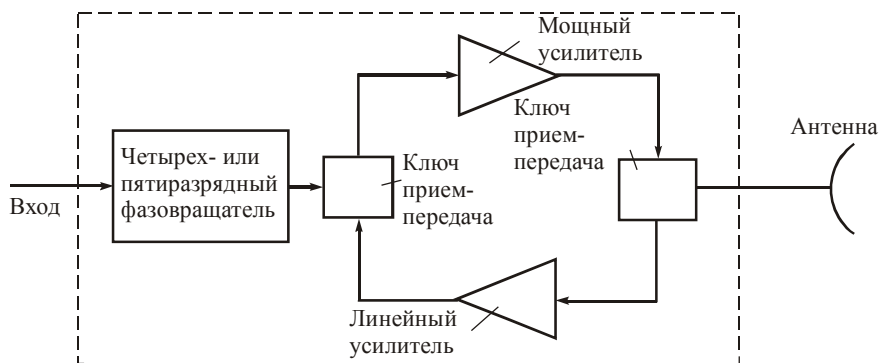


Рис. 9.3. Структурная схема модуля антенной фазированной решетки

На основе технологии изготовления интегральной схемы СВЧ-диапазона возможно объединение в одном корпусе электронной схемы и излучающего элемента, изготовленного в виде, например, микрополосковой площадки, что исключает применение громоздких волноводов.

На элементах интегральных схем СВЧ в США до 1990 года исследована возможность создания единой сети связи по всей стране через стационарные спутники, оснащенные фазированными антенными решетками с переключаемой диаграммой направленности. Структура

такой системы может быть изменена в течение нескольких микросекунд путем переключения диаграммы направленности спутника. Через несколько спутников такая система может обеспечить связь между всеми станциями, расположенными в США.

Интегральные схемы СВЧ в твердотельном исполнении широко применяются в системах обнаружения ракет, подводных лодок и т.п.

Для специальных целей основное применение находят:

- приемники и передатчики для антенных фазированных решеток;
- широкополосные малошумящие входные каскады приемников;
- перестраиваемые источники сигналов;
- входные каскады приемников миллиметрового диапазона;
- высокоскоростные цифроаналоговые и аналого-цифровые преобразователи;
- различные формирователи сигналов.

Наряду со специальными существует значительное число промышленных применений. Наиболее широкие перспективы открылись в сфере создания систем прямого приема телевизионных программ со спутников и разработки телевизионных приемников с высокой разрешающей способностью. В настоящее время значительную часть рынка сбыта этих изделий захватила Япония. К другим областям относятся: дальняя связь, приборостроение, электронные устройства охраны объектов, системы предотвращения столкновений автомобилей на основе радаров, системы управления технологическими процессами. Индивидуальный приемник непосредственного приема телевизионных программ со спутника состоит из трех основных узлов: внешней антенны с электронным блоком преобразования частоты (конвертора), тюнера и приемника.

Передача сигнала от внешнего устройства на телеприемник осуществляется на промежуточной частоте. Наиболее целесообразно изготовление конвертора – основы системы – на твердотельных СВЧ-схемах (рис. 9.4). Эта схема включает: малошумящий усилитель, который может быть изготовлен на арсениде галлия; смеситель, необходимый для преобразования высокой частоты в низкую; гетеродин и усилитель промежуточной частоты, которые могут быть изготовлены на кремнии.

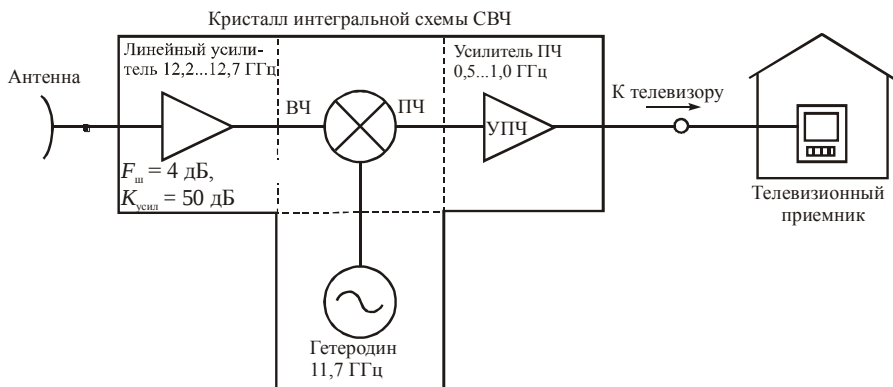


Рис. 9.4. Схема системы спутниковой связи

ВЫВОДЫ

Для монолитных интегральных схем СВЧ в сравнении с аналогичными гибридными наиболее важны их рабочие характеристики, достижимый уровень функциональной завершенности для данного типа кристалла и оптимальная степень сложности, определяемая соотношениями низкой стоимости и приемлемой величиной процента выхода годных схем.

Главные задачи технологии производства – это увеличение процента выхода, определяющегося уровнем сложности или размером кристалла, и разработка приемлемых в экономическом отношении приемов тестирования и монтажа в корпус большого числа качественных СВЧ-кристаллов. Требования, предъявляемые к системам, создание которых базируется на технологиях изготовления твердотельных СВЧ-приборов, в основном состоят в достижении необходимых параметров и уровня надежности при достаточно низких ценах на изделие, а также возможности осуществления быстрого их ремонта.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Моряков О. В.* Технология полупроводниковых приборов и изделий микроэлектроники. – М.: Высш. шк., 1990.
2. *Hammerstadt E.O.* Equations for microstrip circuit design // Proc. Europ. Microwave Conf. – 1975. – С. 262–272.
3. *Getsinger W.I.* Microstrip dispersion model // IEEE. Trans on Microwave Theory and Techniques. – 1973. – Vol. 21, N 1. – С. 34–39.
4. *Вольман В.И.* Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств. – М.: Связь, 1979.
5. *Смит Ф.* Круговые диаграммы в радиоэлектронике. – М.: Связь, 1976.
6. *Гунта К., Гардж Р., Чадха Р.* Машинное проектирование СВЧ устройств. – М.: Радио и связь, 1987.
7. *Ковалев И.С.* Конструирование и расчет полосковых устройств. – М.: Сов. радио, 1974.
8. *Айнспарук И., Уисмен Д.* Арсенид галлия в микроэлектронике: Пер. с англ. – М.: Мир, 1988.
9. *Березин В.М., Буряк В.С.* Электронные приборы СВЧ: Учеб. пособие. – М.: Высш. шк., 1985.
10. *Веселов Г.И.* Микроэлектронные устройства СВЧ: Учеб. пособие. – М.: Высш. шк., 1988.
11. *Уотсон Г.* СВЧ полупроводниковые приборы и их применение. – М.: Мир, 1972.
12. *Шишкин Г.Г.* Электронные приборы. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
13. *Хауэс М., Морган Д.* Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ: Пер. с англ. – М.: Мир, 1979.
14. *Ризкин И.Х.* Умножители и делители частоты. – М.: Связь, 1976.
15. *Данилов В. С.* Разработка методов и средств моделирования, создания и изготовления твердотельных приборов СВЧ: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Новосибирск: НЭТИ, 1987.
16. *Шур М.* Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991.
17. *Macksey H.M., Adams R.L.* Dependence of GaAs power MESFET microwave performance on device and material parameters // IEEE Trans. Electron Devices. – 1977.

-
18. *Гассанов Л.Г., Липатов А.А., Марков В.В.* Твердотельные устройства СВЧ в технике связи. – М.: Радио и связь, 1988.
 19. *Титце У., Шенк К.* Полупроводниковая схемотехника: Пер. с нем. – М.: Мир, 1983.
 20. *Ламекин В. Ф.* Широкополосные интегральные усилители. – М.: Сов. радио, 1980.
 21. *Малорацкий Л.Г., Явич Л. Р.* Проектирование и расчет СВЧ элементов на полосковых линиях. – М.: Сов. радио, 1972.
 22. *Schwarzmann A.* Approximate solutions for a coupled pair of microstrip lines in microwave integrated circuits // *Microwave J.* – 1969. – Vol 12, N 5. – P. 79–82.
 23. *Благовещенский М.В., Уткин Г.М.* Радиопередающие устройства. – М.: Радио и связь, 1982.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Введение	6
Глава 1. ЛИНИЯ ПЕРЕДАЧИ. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА.....	12
1.1. Волновое сопротивление линии передачи.....	13
1.2. Коэффициент распространения. Фазовый сдвиг.....	15
1.3. Представление отрезков линии передачи и трансформация сопротивлений.....	22
1.4. Короткозамкнутые и разомкнутые на конце отрезки линии. Режим полного отражения	27
1.5. Микрополосковые линии передачи.....	34
1.6. Связанные микрополосковые линии.....	39
1.7. Полуволновое и четвертьволновые отрезки линии передачи. Согла- сующие шлейфы	44
Глава 2. СОГЛАСУЮЩИЕ ЦЕПИ НА СОСРЕДОТОЧЕННЫХ И РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ.....	49
2.1. Резистивная Г-образная согласующая цепь.....	50
2.2. Согласующие цепи на реактивных сосредоточенных элементах	52
2.3. Расчет аттенуаторов на сосредоточенных элементах	63
2.4. Согласование при помощи шлейфов.....	66
Глава 3. АНАЛИЗ КАСКАДНО-СОЕДИНЕННЫХ СВЧ-ЦЕПЕЙ	79
3.1. Матричное описание простейших цепей	80
3.2. Матрица рассеяния	83
3.3. Ориентированный граф	86

Глава 4. НЕКОТОРЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ СВЧ-ЦЕПЕЙ НА ОТРЕЗКАХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ.....87

- 4.1. Фильтры нижних частот на элементах с распределенными параметрами89
- 4.2. Ступенчатые полосковые трансформаторы96
- 4.3. Шлейфные ответвители.....97
- 4.4. Кольцевой мост.....100
- 4.5. Делитель (сумматор) мощности101
- 4.6. Ответвитель Ланге103

Глава 5. ДИОДЫ СВЧ.....108

- 5.1. Электрические переходы и общие свойства СВЧ-диодов108
- 5.2. Туннельные и обращенные диоды110
- 5.3. Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки (диоды).....116
- 5.4. Диод Ганна119
 - 5.4.1. Доменная неустойчивость тока в диодах Ганна.....124
 - 5.4.2. Время формирования домена.....126
 - 5.4.3. Генераторы СВЧ на диодах Ганна.....128
- 5.5. Лавинно-пролетные СВЧ-диоды132
 - 5.5.1. Взаимодействие носителей заряда с кристаллической решеткой в сильном электрическом поле...132
 - 5.5.2. Статический режим работы лавинно-пролетных СВЧ-диодов. Лавинный пробой $p^+ - n$ -перехода.....133
 - 5.5.3. Принцип действия генератора на лавинно-пролетных диодах.....137
- 5.6. $p-i-n$ -диоды или диоды с управляемым импедансом.....144

Глава 6. МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА СВЧ НА ДИОДАХ.....147

- 6.1. Поведение СВЧ-устройств на диодах147
- 6.2. Параметрические усилители153
- 6.3. Твердотельные СВЧ-генераторы161
 - 6.3.1. Импеданс прибора.....162

6.3.2. Низкочастотные колебания в цепи питания активного элемента	165
6.3.3. Микроэлектронные генераторы СВЧ.....	167
6.4. Умножители частоты.....	169
6.5. Диодные преобразователи частоты	173
6.6. Переключатели, фазовращатели, защитные устройства (ограничители), регулируемые ослабители (аттенюаторы)	180
Глава 7. ТРАНЗИСТОРЫ СВЧ.....	186
7.1. Биполярные СВЧ-транзисторы.....	186
7.1.1. Практические ограничения частотного диапазона биполярных СВЧ-транзисторов на кремнии	201
7.1.2. Электрические параметры биполярного транзистора СВЧ.....	205
7.1.3. Эквивалентная схема биполярного транзистора СВЧ.....	208
7.2. Полевые транзисторы СВЧ	210
7.2.1. Устройство и принцип работы.....	210
7.2.2. Полевые транзисторы с барьером Шоттки на арсениде галлия	212
7.3. Основы технологии изготовления СВЧ-транзисторов	233
7.3.1. Биполярные транзисторы	234
7.3.2. Полевые транзисторы	235
7.4. Перспективы усовершенствования СВЧ-транзисторов.....	239
7.4.1. Перенос заряда в гетероструктуре кремний – металл (салицид) – кремний	240
7.4.2. Тонкопленочные структуры полупроводник – сверхпроводник – полупроводник	243
7.4.3. Селективно-легированный гетероструктурный транзистор.....	248
Глава 8. ОСНОВЫ КОНСТРУИРОВАНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ СВЧ-СХЕМ.....	251
8.1. Схемотехника монолитных линейных схем начального диапазона СВЧ	251
8.2. Интегральные схемы СВЧ-диапазона на арсениде галлия.....	257

Глава 9. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЧ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ И ИХ ОСНОВНЫЕ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ.....	270
9.1. Технологические процессы изготовления СВЧ-микросхем на кремнии.....	270
9.2. Технологические процессы изготовления интегральных схем СВЧ на арсениде галлия.....	272
9.3. Основные области применения интегральных схем СВЧ.....	281
Выводы	285
Литература.....	286

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

Вячеслав Семенович Данилов

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА СВЧ

Учебное пособие

Редактор *Т.П. Петроченко*
Технический редактор *Н.В. Гаврилова*
Обложка *А.В. Ладыжская*
Рисунки *С.И. Ткачева*
Корректор *И.Е. Семенова*
Компьютерная верстка *Н.М. Шуваева*

Лицензия ИД № 04303 от 20.03.01
Подписано в печать 14.06.2007
Формат 60 х 90 1/16. Бумага офсетная
Уч.-изд. л. 21,90. Печ. л. 18,25
Тираж 3000 экз. (1-й з-д 1–300 экз.). Заказ № 954

Издательство Новосибирского государственного
технического университета
630092, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20
Тел. (383) 346-31-87
E-mail: office@publish.nstu.ru

Отпечатано в типографии
Новосибирского государственного технического университета
630092, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20